

FR 10C - TH - 3711
FR 9-10 1645

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

par
Noël COPINET

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

Multidétecteur 4π INDRA Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium

Soutenue le 23 Novembre 1990 devant le jury composé de :

Monsieur **H. DOUBRE**

Président

Monsieur **J. L. FAURE**

Monsieur **A. GIORNI**

Madame **M. O. LAMPERT**

Examineurs

Monsieur **J. POUTHAS**

Monsieur **X. TARRAGO**

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

par

Noël COPINET

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Specialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Sujet :

Multidétecteur 4π INDRA
Simulation de la géométrie et étude des détecteurs au Silicium

Soutenue le 23 Novembre 1990 devant le jury composé de :

Monsieur **H. DOUBRE**

Président

Monsieur **J. L. FAURE**

Monsieur **A. GIORNI**

Madame **M. O. LAMPERT**

Examineurs

Monsieur **J. POUTHAS**

Monsieur **X. TARRAGO**

Remerciements

Je remercie profondément monsieur Joël POUTHAS qui fut pour moi un guide indispensable tout au long de ce travail et sans qui ce mémoire n'aurait certainement jamais pu être ce qu'il est. J'associe à ce remerciement monsieur Hubert DOUBRE qui, en m'accueillant au GANIL, a permis la réalisation de ce manuel.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une bourse de docteur ingénieur cofinancée par la Société INTERTECHNIQUE (Instrumentation nucléaire ENERTEC). Que Madame Marie Odile LAMPERT soit remerciée pour la connaissance qu'elle m'a apportée du milieu industriel.

Pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse, je remercie messieurs Alain GIORNI, Xavier TARRAGO et Jean-Louis FAURE.

Je remercie messieurs François SAINT-LAURENT et Eric PLAGNOL pour leur gentillesse et les nombreux conseils qu'ils ont accepté de me prodiguer tout au long de ces travaux, ceci malgré la quantité de travail dont ils avaient la charge.

Messieurs Jean Pierre PASSERIEUX et Jean Claude LABICHE qui, par leur grande compétence, ont accepté de m'initier aux subtilités de l'électronique, peuvent trouver ici l'expression de ma gratitude. Que cette dernière aille de même à messieurs Patrice BOURGAULT et Charles SPITAELS pour leur efficace collaboration.

Je tiens à souligner le précieux travail de monsieur Yves HUGUET qui, par sa science du fonctionnement du programme de CAO Euclide, a fait que ce rapport soit agrémenté de nombreux schémas de mécanique.

Que soient enfin remerciés monsieur Claude MAZUR pour le chaleureux accueil dont il fit preuve lors de l'expérience menée dans son laboratoire ainsi que madame Marie France RIVET dont la contribution fut essentielle lors du dépouillement de l'expérience test de la première couronne d'INDRA.

*à mon frère
à mes parents*

TABLE DES MATIERES

Introduction.....	1
Chapitre I Définition du multidétecteur INDRA.....	5
I.1 Paramètres essentiels	7
I.1.1 Couverture spatiale et granularité	7
I.1.2 Faibles seuils de détection et grande dynamique d'identification	9
I.2 Des paramètres à la géométrie	11
I.3 Présentation générale	13
I.4 Remarques sur les scintillateurs à Iodure de Césium et leur étalonnage	16
I.5 Réalisation	17
Chapitre II Simulation d'INDRA	23
II.1 Présentation générale	27
II.2 Réalisation et caractéristiques du programme de simulation d'INDRA	28
II.2.1 Modularité et clarté	29
II.2.2 Rapidité d'exécution	31
II.3 Description sommaire du fonctionnement de l'ensemble des programmes du fichier INDRA2	31
II.4 Les routines de calcul du pouvoir d'arrêt et des pertes d'énergie	36
II.5 Description du modèle physique utilisé pour générer les "événements" servant de test à la simulation d'INDRA	37
Chapitre III Détecteurs au Silicium.....	45
III.1 Construction des détecteurs au Silicium.....	49
III.1.1 Rappels sur la technologie PLANAR	49
III.1.2 Assemblage mécanique	51
III.2 Préamplificateur	54
III.2.1 Caractéristiques	54
III.2.2 Implantation.....	55
III.3 Résolution de la chaine préamplificateur - amplificateur.....	56
III.3.1 Détecteur et préamplificateur	56
III.3.2 Amplificateur.....	60

III.3.2.1 Cas d'une chaîne classique	62
III.3.2.2 Cas de la chaîne associée à INDRA	63
III.4 Chaîne électronique de traitement du signal et codage	65
III.4.1 Codage en charge	65
III.4.2 Voie logique et mode de fonctionnement asynchrone	67
III.4.3 Standard des modules et visualisation des signaux	69
III.5 Premiers résultats expérimentaux	69
III.5.1 Dispositif expérimental	71
III.5.2 Identification en Z	71
III.5.3 Temps de montée dans les Silicium et diaphonie	77
III.5.4 Conclusion	79
III.6 Interprétation des résultats et conséquences sur la fabrication du Silicium	80
III.6.1 Temps de collection	80
III.6.2 Diaphonie	90
Conclusion	97
 Annexe I Numérotation des couronnes et codification de chaque détecteur selon la convention adoptée par les physiciens	
	101
Annexe II Détails du fonctionnement du programme INDRA2	107
A.II.1 Principe adopté pour la "construction" d'INDRA et la localisation du détecteur touché	107
A.II.2 Remarques sur quelques difficultés introduites par les considérations précédentes	109
A.II.2.1 Choix du "bon" détecteur	109
A.II.2.2 Angles θ et ϕ moyens. Isobarycentre d'une surface	111
A.II.3 Algorithmes des deux routines principales du fichier INDRA2 : DECDET et GEOM	112
Annexe III Rappels sur la modélisation du bruit dans une chaîne électronique	117
A.III.1 Sources de bruit	117
A.III.2 Bande équivalente de bruit - facteur de filtrage	118
A.III.3 Conversion des unités	119
Références	123

INTRODUCTION

**" Celui dont on a demandé : « Où donc est-il ? »
et l'on a dit aussi de lui : « Il n'existe pas ! »
le Dieu terrible amenuise les richesses de l'impie
comme le font les coups de dés. Croyez en lui !
Celui-là, hommes, c'est Indra ! "**

Le Veda, hymne à Indra

Le GANIL* centre son activité sur l'étude des réactions nucléaires induites par des ions lourds. Cela couvre des domaines aussi variés que la production et l'étude de nouveaux noyaux exotiques, l'étude de résonances géantes ou encore l'étude des photons de hautes énergies.

Parmi les différents domaines de recherche⁽¹⁾, la nature et l'énergie des faisceaux (de 10 à 100 MeV/u) font du GANIL l'instrument de prédilection pour l'étude des noyaux chauds produits dans les collisions entre les noyaux incidents et ceux de la cible⁽²⁾.

Dès le démarrage de ce laboratoire, en 1983, de nombreuses équipes se sont consacrées à ce problème, soit en étudiant des systèmes légers dont les produits de désexcitation sont expérimentalement faciles à identifier, soit en étudiant des systèmes lourds dont les caractéristiques se rapprochent de la "matière nucléaire infinie". L'étude de l'équation d'état de cette dernière reste par ailleurs un des objectifs principaux de ce domaine de recherche.

Après des années d'efforts et de nombreux succès débouchant sur la mise en évidence de noyaux atteignant des températures et des énergies d'excitation insoupçonnées jusqu'alors, une description précise des mécanismes observés restait cependant hors de portée. Parallèlement à cette approche expérimentale⁽³⁾, des travaux théoriques autorisaient une meilleure compréhension de certains des scénarii possibles lors de la désintégration complète des noyaux, sous l'effet combiné de l'échauffement et de la compression. On peut citer, par exemple, les modèles fondés sur l'équation de Landau-Vlasov⁽⁴⁾, qui permettent d'obtenir une vue assez précise des effets dynamiques de ces collisions, ou bien encore celui de X.Campi⁽⁵⁾ qui met en évidence les liens existant entre les mécanismes de "multifragmentation soudaine" et les phénomènes de "percolation" si souvent observés pour des systèmes macroscopiques.

Tous ces travaux, aussi bien expérimentaux que théoriques, aboutissent à la conclusion qu'il est nécessaire, pour mieux comprendre ces phénomènes, de détecter, **évènement par évènement**, la presque totalité des produits de ces mécanismes complexes. Face aux limitations des appareillages existants, la communauté des scientifiques travaillant dans ce domaine sur le site du GANIL, a décidé, début 1988, d'initier un projet de détecteur "4 π " représentant "l'état de l'art" de la technologie disponible⁽⁶⁾. Ainsi est né le projet INDRA dont les caractéristiques principales furent définies au cours de nombreuses discussions auxquelles participèrent un grand nombre de physiciens⁽⁷⁾.

* *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*

Parti de l'idée d'une mesure de multiplicité de particules légères, le groupe de discussion a rapidement convergé vers la nécessité de disposer d'une telle mesure, événement par événement, comme cela avait été pressenti, mais avec une identification individuelle à la fois des particules légères (p, d, t, α) et des fragments plus lourds. A partir de ce "cahier des charges", des calculs et des simulations ont fait apparaître deux contraintes:

- la nécessité de disposer d'une granularité angulaire importante dans le but de mesurer, avec une faible distorsion, les distributions de multiplicité.
- la grande dynamique, en charge et en vitesse, à laquelle doivent satisfaire les détecteurs afin de ne pas perdre, par ce biais, l'efficacité obtenue avec la géométrie. Ceci implique une minimisation des seuils de détection.

INDRA* est donc un détecteur 4π de particules chargées (p, d, t, α) et fragments (jusqu'à Z au moins égal à 30), de granularité angulaire élevée et de grande dynamique en énergie.

Le projet INDRA a reçu l'autorisation de construction en 1989. Sa réalisation est assurée en commun par quatre laboratoires : le DPhN de SACLAY, l'I.P.N d'Orsay, le GANIL et le L.P.C de Caen. La mise en service du multidétecteur est prévue pour le début 1992.

Dans le cadre de ce projet, mon travail a porté, dans un premier temps:

- sur une participation à l'élaboration des caractéristiques géométriques de l'ensemble de détection décrit au chapitre I, et, plus particulièrement, sur l'insertion des détecteurs Silicium qui devait prendre en compte les impératifs de fabrication industrielle.

Ensuite, ma contribution s'est orientée dans deux directions :

- la réalisation d'un programme de simulation destiné à présenter le multidétecteur dans son aspect géométrique, ainsi que dans son aspect hétérogène, par la spécification physique de chacun des détecteurs le composant. Ce travail est décrit au chapitre II où sont également présentés les résultats d'une expérience simulée : physique simulée et passée au filtre du détecteur INDRA lui-même simulé.
- la participation à la réalisation et aux tests d'une partie du multidétecteur (couronne couvrant les angles θ allant de 7° à 14°). Ce travail présenté au chapitre III a porté sur la réalisation des détecteurs Silicium, leur intégration à l'ensemble mécanique, leur caractérisation sur source et faisceau, ainsi que sur l'étude de la chaîne électronique associée.

* **INDRA** : *Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues.*

Chapitre I

DEFINITION DU MULTIDETECTEUR INDRA

**" Lorsque l'enfant parait, le cercle de famille
Applaudit à grands cris. Son doux regard qui brille
Fait briller tous les yeux. "**

Victor HUGO, Les Feuilles d'automne

I.1 Paramètres essentiels

Du point de vue de la conception du multidétecteur, les considérations de physique se traduisent par l'émergence de quatre paramètres essentiels : une grande couverture spatiale, une granularité suffisante, une grande dynamique d'identification et un faible seuil de détection.

La multiplicité, nombre de particules détectées en coïncidence dans un même évènement, est une donnée primordiale. Il faut donc pouvoir dénombrer ces particules et par conséquent les distinguer au moment de leur détection. Or un détecteur (détecteur Silicium, Chambre d'ionisation, Scintillateur,...) ne peut séparer deux particules le pénétrant simultanément. INDRA doit donc être constitué d'un grand nombre de ceux-ci, couvrant chacun un angle solide élémentaire. On définit ainsi la **granularité** du multidétecteur. Une excellente **couverture spatiale** est aussi indispensable pour détecter des particules pouvant être émises dans toute direction de l'espace. Et, enfin, parce que l'on veut être capable d'identifier des particules de numéros atomiques très différents (depuis les protons jusqu'à des particules d'au moins $Z=30$), il sera nécessaire de munir INDRA d'une **grande dynamique** et des **faibles seuils**.

I.1.1 Couverture spatiale et granularité

Au cours de collisions entre noyaux, ainsi que lors de la désexcitation de noyaux chauds, un grand nombre de particules légères et de fragments lourds sont émis dans des directions très variées de l'espace. Pour avoir une information la plus complète possible, il faut pouvoir détecter le maximum de particules, et par conséquent, dans le cas idéal, couvrir tout l'espace de détecteurs, c'est-à-dire 4π stéradians.

C'est, de ce besoin général en physique nucléaire, qu'est née la génération des multidétecteurs " 4π ", qui sont donc des détecteurs à couverture spatiale ne négligeant en principe aucune direction.

La nécessité de tenir compte de grandes multiplicités de particules, nous conduit à paver le détecteur d'un certain nombre de cellules individuelles de détection. Posséder un nombre suffisant de cellules est la garantie de disposer d'une granularité angulaire adaptée à la mesure sans distorsion des distributions de multiplicité (il faut en effet que le taux de détection multiple dans une cellule soit faible, même aux multiplicités les plus élevées)

Des calculs ⁽⁶⁾ préalables ont permis d'évaluer les performances d'un multidétecteur en fonction de la multiplicité de particules attendue et du nombre de détecteurs mis en jeu. Les hypothèses appliquées furent les suivantes : toute particule arrivant sur l'un des détecteurs est enregistrée (seuil de détection nul), la couverture ϵ de l'espace est égale à 95%, les effets de diffusion d'une particule d'un détecteur à l'autre sont négligeables, et enfin, l'angle solide couvert par chaque cellule est tel que le taux de comptage est uniforme d'un détecteur à l'autre.

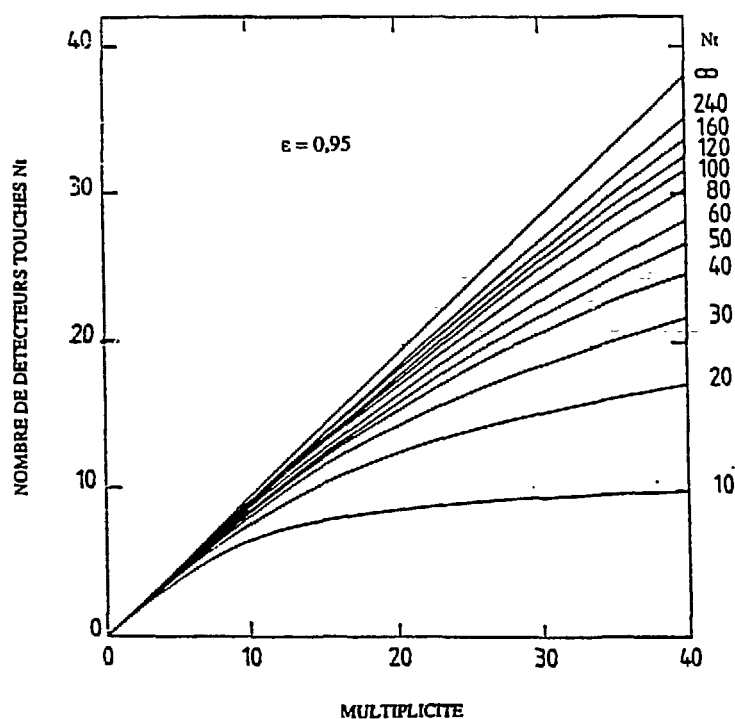


Figure 1: Nombre moyen de détecteurs touchés en fonction de la multiplicité pour un nombre variable N_t de modules.

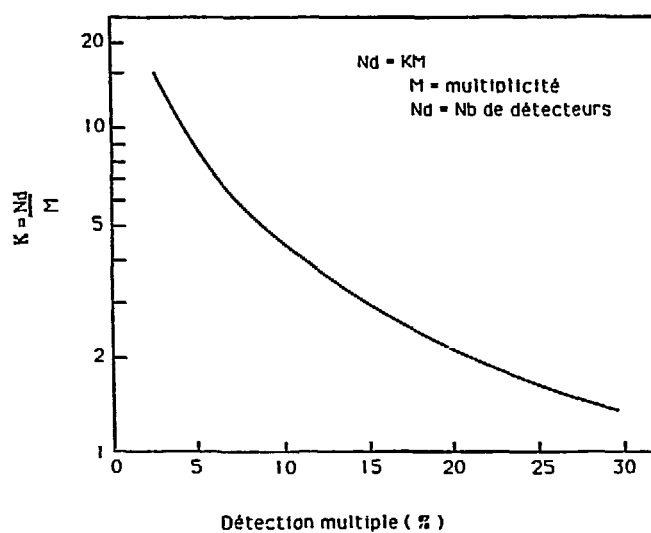


Figure 2: Variation du rapport K du nombre de modules N_d à la multiplicité M en fonction de la probabilité de détection multiple avec une couverture spatiale de 95%.

La figure 1 présente l'évolution du nombre moyen \overline{Nt} de détecteurs touchés en fonction de la multiplicité pour un nombre Nd variable de cellules. Quelque soit le nombre de cellules mis en jeu, \overline{Nt} ne peut excéder la valeur $\epsilon.M$ du produit de la multiplicité M par l'efficacité ϵ . Cela justifie bien la nécessité d'une couverture aussi complète que possible de l'espace. Mais on constate aussi que pour ne pas perdre trop de particules, il faut un nombre de cellules de détection nettement supérieur à la multiplicité désirée. Par contre, plus le nombre Nd de cellules est grand, plus le gain en nombre de détecteurs touchés devient faible en regard de l'accroissement exigé pour Nd . En d'autres termes, après avoir atteint un nombre "suffisant" de détecteurs, il ne sert à rien de vouloir multiplier par deux le nombre de cellules, doublant de la même façon le coût de fabrication, pour n'obtenir qu'une amélioration dérisoire du rendement du multidétecteur.

La figure 2^(6,7) peut nous aider à trouver le bon compromis en indiquant le nombre de cellules optimal dont il faut tenir compte pour une multiplicité donnée. En effet, cette figure donne le rapport K entre le nombre de cellules et la multiplicité de l'événement, ceci pour une probabilité donnée de détection multiple dans une de ces cellules. Elle nous montre bien que les performances du multidétecteur croissent d'abord rapidement lorsque le nombre de cellules augmente; puis lorsque ce nombre atteint 6 à 8 fois la valeur de la multiplicité à mesurer, un gain appréciable ne peut être obtenu que par un accroissement prohibitif de Nd .

Sachant donc que les multiplicités maximales attendues à GANIL avec un faisceau d'ions lourds sont approximativement :

M particules légères :	40
M fragments lourds :	10 ,

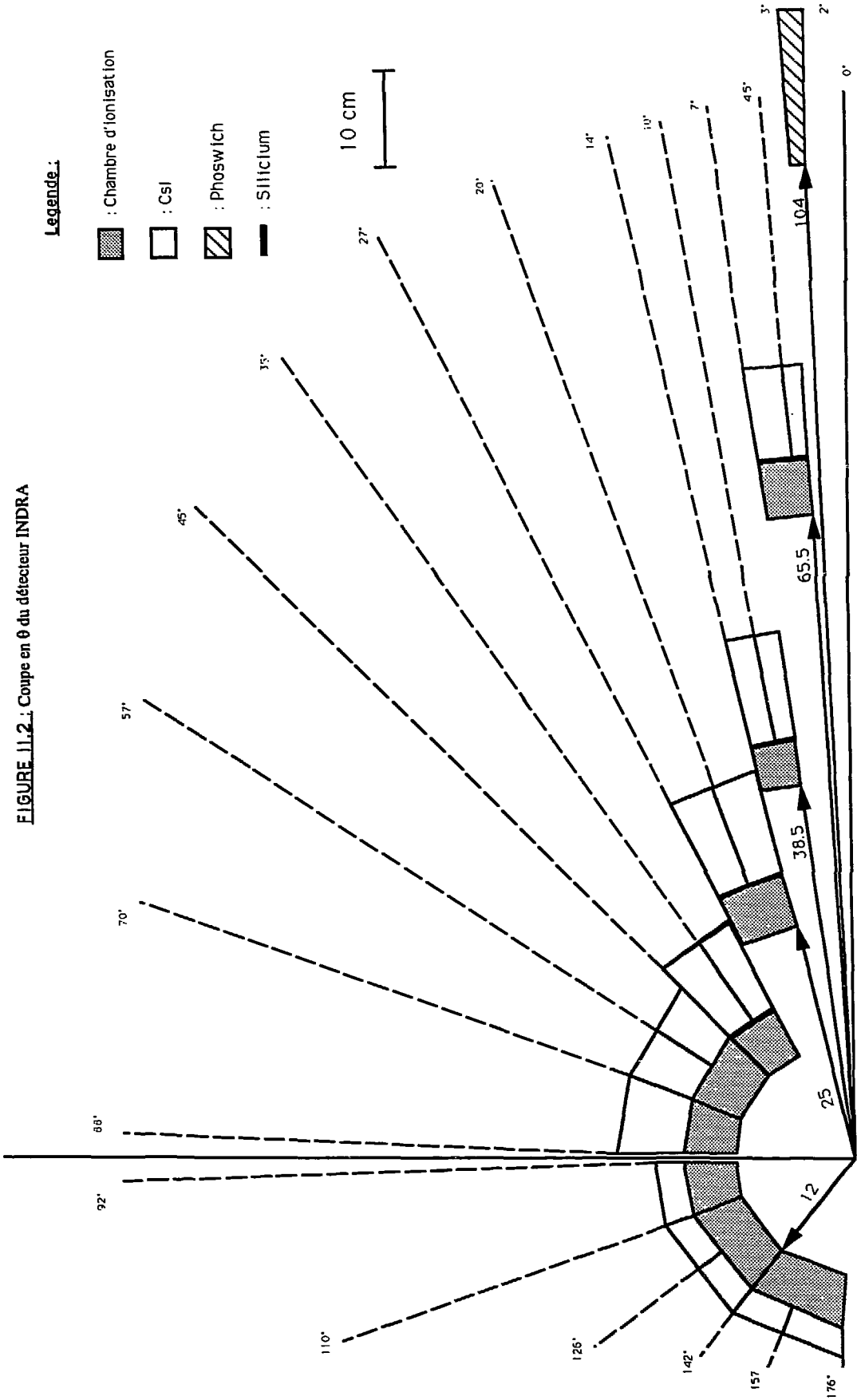
on déduit alors des considérations précédentes que, pour une détection multiple raisonnable (environ 5%), il faut à peu près 320 cellules pour les particules légères et 80 pour les fragments.

I.1.2 Faibles seuils de détection et grande dynamique d'identification.

L'étude des noyaux chauds est caractérisée par la présence en voie de sortie, à la fois de particules légères, mais aussi de fragments lourds. Il faut donc que le multidétecteur 4 π INDRA puisse accepter une grande dynamique, en charge et en vitesse. Plusieurs types de détecteurs, spécifiques d'un domaine particulier d'identification, ou de réponse à certaines particules, existent. Il convient donc d'utiliser les propriétés de quelques uns de ces détecteurs afin d'obtenir pour INDRA l'acceptance voulue et essayer de minimiser les seuils de détection. De la notion de cellules, on passe à la notion de modules de détection (ou encore bloc de détection).

Les deux solutions étudiées sur la base d'essais de prototypes réalisés depuis Juin 1988⁽⁶⁾, consistaient en une couverture de l'espace par des modules constitués :

FIGURE 11.2 : Coupe en θ du détecteur INDRA



- . soit de chambres d'ionisation associées à des scintillateurs à Iodure de Césium
- . soit de scintillateurs NE102 associés à des scintillateurs à Iodure de Césium.

C'est la première solution qui fut retenue⁽⁷⁾, bien que conduisant à une perte d'efficacité géométrique (90% au lieu de 95%), parce qu'elle présente l'avantage à la fois d'une très bonne identification Z par Z et de seuils nettement inférieurs à ceux de la deuxième solution.

Afin de permettre cette identification des ions, sur de très grandes dynamiques, il a été décidé d'intercaler entre les chambres d'ionisation et les CsI, des détecteurs Silicium, du moins "vers l'avant" (petits angles en θ). En effet, les Fragments de Masse Intermédiaire (IMF), émis "vers l'avant", traversent les chambres d'ionisation sans y laisser suffisamment d'énergie pour être identifiés. Ceci n'est plus le cas dans le Silicium où l'énergie déposée devient suffisante. Enfin, pour supporter les très forts taux de comptage attendus aux angles très faibles par rapport à l'axe du faisceau, une couronne de détection sera composée d'ensembles "phoswich" (Scintillateur NE102 associé à un scintillateur NE115)

Nous n'entrerons pas dans le détail du fonctionnement de chacun de ces détecteurs. On pourra en avoir un aperçu en se reportant aux références ⁽⁸⁾ et ⁽⁹⁾. La description d'INDRA est développée dans un paragraphe suivant (§ 1.3).

I.2 Des paramètres à la géométrie

L'axe du faisceau confère naturellement à l'ensemble de détection une symétrie axiale. De cette symétrie découlent, deux formes élémentaires: la forme sphérique et la forme cylindrique.

Une considération supplémentaire liée directement à la physique permet de privilégier la forme cylindrique. En effet, à la différence des réactions "dans le centre de masse", les réactions "projectile sur cible fixe" conduisent à une anisotropie dans la direction des particules émises. Une telle cinématique induit un taux de comptage plus important "vers l'avant", c'est-à-dire aux petits angles par rapport à l'axe du faisceau.

En outre, avec une configuration sphérique, il faut, pour conserver la granularité exigée, réaliser aux petits angles en θ des détecteurs de très petite taille. Vis à vis des structures mécaniques nécessaires pour supporter ces cellules, nous sommes alors contraints à perdre en efficacité géométrique et donc en couverture spatiale utile. Au contraire, une configuration cylindrique permet de décomposer INDRA en couronnes plus ou moins éloignées de la cible, permettant aux petites valeurs en θ , d'obtenir de plus grands détecteurs, et donc une efficacité géométrique supérieure (la figure 3 montre ainsi, par la coupe transversale d'une représentation schématique, que ces couronnes permettent de conserver la couverture " 4π "). Chaque couronne se trouve en fait sur une sphère dont le rayon est la distance de cette couronne à la cible.

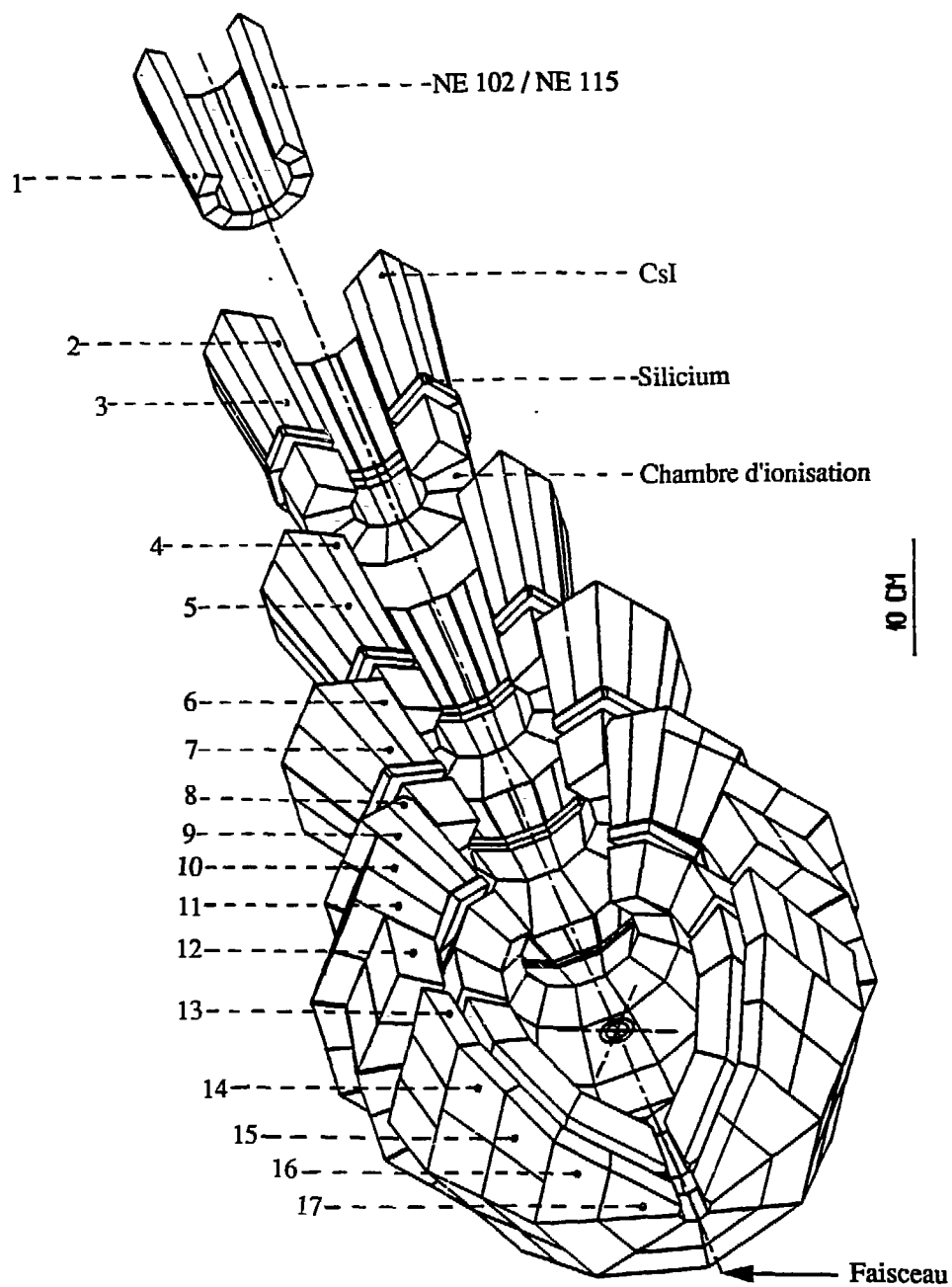


Figure 4 : Vue générale du détecteur INDRA

I.3 Présentation générale

INDRA est un ensemble de 17 couronnes qui, en fonction de la composition en détecteurs de ces denières, peut être séparé en trois zones suivant les angles :

- 2° < θ < 3°, couronne 1 : Phoswich de plastiques NE102/NE115
- 3° < θ < 45°, couronnes 2 à 9 : Chambre d'ionisation, Silicium et CsI
- 45° < θ < 88° et 88° < θ < 176°, couronnes 10 à 17 : Chambre d'ionisation et CsI

La figure 4 présente une vue générale d'INDRA dont les caractéristiques géométriques sont rassemblées dans le tableau 1 ci-dessous. Le détail de la numérotation des couronnes est donné dans l'annexe I.

PHOSWICH NE 102+ 115									
n° de couronne	θ min (°)	θ max (°)	Δθ (°)	N	ΔΦ (°)	d entrée (cm)	e (cm)	S (cm2)	ΔQ (mr)
1	2	3	1	12	30	130	0.5+15	7.6	0.45

Légende :

N : nombre de détecteurs par couronne.
e : épaisseur du détecteur.
S : surface du détecteur.
ΔQ : angle solide couvert par le détecteur.
d : distance à la cible.
n : nombre de CsI associés à une chambre d'ionisation.

CHAMBRE D'IONISATION + Si + CsI															
n° de couronne	CsI								Si		Chambre d'ionisation				
	θ min (°)	θ max (°)	Δθ (°)	N	ΔΦ (°)	e (cm)	S entrée (cm2)	ΔQ (mr)	e (μm)	Δθ (°)	ΔΦ (°)	N	n CsI	d entrée (cm)	ΔQ (mr)
2	3	4.5	1.5	12	30	10	6.2	0.82	300	4	30	12	3	82	3.4
3	4.5	7	2.5	24	15	10	9.8	1.29	300						
4	7	10	3	24	15	10	4.6	2.10	300						
5	10	14	4	24	15	10	7.9	3.59	300						
6	14	20	6	24	15	10	7.2	8.0	300	13	30	12	4	25	40.4
7	20	27	7	24	15	10	11.0	12.2	300						
8	27	35	8	24	15	10	7.5	18.7	300	18	30	12	4	15	96.0
9	35	45	10	24	15	10	7.5	18.7	300						

CHAMBRE D'IONISATION + CsI															
10	45	57	12	24	15	7	16.7	41.7	AMIS	25	30	12	4	15	187.0
11	57	70	13	24	15	7	20.8	52.0	AMIS						
12	70	88	18	24	15	7	31.9	79.8	AMIS	18	30	12	2	15	160
13	92	110	18	24	15	3	31.9	79.8	AMIS						
14	110	126	16	16	22.5	3	37.4	93.5	AMIS	32	45	8	4	15	340
15	126	142	16	16	22.5	3	30.7	76.6	AMIS						
16	142	157	15	8	45	3	39.7	99.1	AMIS	34	45	8	2	15	159
17	157	176	19	8	45	3	23.5	59.5	AMIS						

Tableau 1: Caractéristiques géométriques des détecteurs

Comme l'indiquent la figure 4 et le tableau 1, le partage de l'espace, en couronnes d'axes identiques à celui du faisceau, définit des zones angulaires suivant les angles θ . Chaque zone est ensuite peuplée d'un nombre de détecteurs variant de 8 à 24 selon les valeurs de θ . Cette configuration spatiale est celle des scintillateurs CsI (couronnes 2 à 17) et de la couronne 1.

En raison des valeurs de multiplicité plus faibles attendues pour les fragments de masse intermédiaire et afin de minimiser les zones mortes et le nombre de voies à traiter, les chambres d'ionisation ont une couverture angulaire plus grande. Elles sont, en fonction des angles θ , associées à un nombre variable de CsI (de 2 à 4).

Les détecteurs Silicium sont des détecteurs de 300 μm à plages dont les zones individuelles (4 en général) correspondent à l'ouverture angulaire des scintillateurs CsI et dont la surface totale est celle de la chambre d'ionisation associée.

Les chambres d'ionisation, à champ électrique longitudinal, sont constituées de 2 feuilles minces de mylar de 2 μm d'épaisseur, séparées par 5 cm de gaz CF_4 (ou C_3F_8) à une pression d'environ 50 Torr, sans doute réduite à 30 Torr dans la zone arrière.

Les scintillateurs CsI et le phoswich ont une épaisseur suffisante pour arrêter les protons les plus énergétiques. Les études (simulation et essai sur faisceau) ont conduit à augmenter cette épaisseur pour diminuer les variations de collection de lumière et en supprimer les guides. Le tableau 2 ci-dessous donne l'épaisseur de ces détecteurs :

couronnes	CsI						Phoswich
	2-3-4-5	6-7-8-9	10-11	12	13	14-15-16-17	
Epaisseur prévue	10 cm		7 cm		3 cm	3 cm	15 cm
Energie maximale en protons	195 MeV		160 MeV		95 MeV	95 MeV	150 MeV
Epaisseur réelle	14 cm	10 cm	7,5 cm	5,5 cm	5,5 cm	4,5 cm	25 cm

Tableau 2 : Epaisseur des CsI et des phoswich

Du point de vue de l'identification, les détecteurs d'INDRA constituent différents assemblages en télescopes (méthode classique $\Delta E - E$) ou en identification intrinsèque (composante rapide et composante lente des CsI^(10,11)) :

- . Phoswich : composante rapide (NE 102) et lente (NE115)
sépare en Z jusqu'à environ $Z = 15$ (en discriminant les protons, les deutons, les tritons et les alphas)
- . CsI seul : composante rapide et lente
sépare p, d, t, α et des ions plus lourds
- . Chambre d'ionisation et Silicium : méthode ΔE (Chambre) - E
ou chambre d'ionisation et CsI sépare en Z jusqu'à au moins $Z = 30$
- . Silicium et CsI : méthode ΔE (Silicium) - E
sépare en Z jusqu'à au moins $Z = 30$

En fait, ces méthodes sont limitées par les possibilités de l'électronique (dynamique, bruit, seuils). Une simulation des pertes d'énergie a permis de fixer les dynamiques que devra supporter celle-ci pour conserver ces caractéristiques :

- . Chambre d'ionisation : de 200 KeV à 200 MeV, soit un facteur 1000
- . Silicium : de 1,5 MeV à 4 GeV, soit environ un facteur 3000
- . CsI : la dynamique est limitée à environ 200 en raison de la dépendance du rendement lumineux des scintillateurs avec les ions. Ceci pose des problèmes particuliers d'étalonnage (cf §I.4 ci-dessous).

Quant aux effets de seuil, ils sont difficiles à donner globalement puisqu'ils dépendent des couples de détecteurs et des ions considérés. A titre d'exemple prévisionnel (à vérifier par l'expérience) on peut cependant indiquer des domaines d'indentification Z par Z, pour $Z \geq 3$, sur quelques couples :

- . Chambre d'ionisation et Silicium ($3^\circ < \theta < 45^\circ$) $0,8 < E/A < 15$ MeV/u
- . Silicium et CsI ($3^\circ < \theta < 45^\circ$) $E/A > 15$ MeV/u
- . Chambre d'ionisation et CsI ($\theta > 45^\circ$), $E/A > 0,8$ MEV/u

Pour terminer cette présentation générale, on peut résumer globalement le nombre de détecteurs et de voies électroniques associées auxquels il faut ajouter 24 détecteurs Silicium d'étalonnage (cf. § I.4)

détecteurs	nombre	voies
CsI	324	2x324 (composante rapide et lente)
Silicium	180	180 de grande dynamique, soit en réalité 2x180 (cf chapitre III)
Chambre d'ionisation	96	96 de grande dynamique, soit en réalité 2x96 (cf chapitre III)
NE 102/115	12	2x12 (composante NE 102 et composante NE 115)

I.4 Remarques sur les scintillateurs à Iodure de Césium et leur étalonnage.

La réponse des CsI est liée à la fois à l'énergie de la particule incidente, mais aussi à sa nature. Ainsi se présente-t-il pour ces derniers un problème d'étalonnage. Mais, pour une couronne donnée et lorsqu'on travaille en "simple" (c'est-à-dire lorsqu'on s'intéresse à la détection d'une seule particule), tous les détecteurs situés au même angle θ doivent avoir la même réponse. Il a été décidé de ramener le problème général de l'étalonnage à un seul détecteur CsI par couronne et d'en déduire l'étalonnage des autres par comparaison au sein de la même couronne, avec un déclenchement en "simple".

La méthode utilisée pour l'étalonnage du premier CsI est alors la suivante : on sait identifier en charge (Z) une particule traversant successivement deux ensembles de détection dont le premier est mince; la particule y dépose en effet respectivement les énergies ΔE et E ($\Delta E \ll E$); on montre alors que E peut s'écrire comme une fonction de ΔE dépendant de Z ; représenter les matrices E - ΔE obtenues expérimentalement, permet de tracer les fonctions $E=f_Z(\Delta E)$ et donc d'identifier Z ; l'énergie ΔE déposée dans un Silicium ou une chambre d'ionisation étant facile à calibrer, la connaissance de $\Delta E_{réelle}$ et de Z permettrait alors de déduire $E_{réelle}(\text{CsI})$ et donc d'étalonner le scintillateur. Malheureusement, les chambres d'ionisation et les Silicium sont trop minces pour couvrir toute la dynamique exigée : les protons et les particules légères laissent trop peu d'énergie dans les chambres et le Silicium. Il convient d'ajouter un détecteur plus épais que l'on sache parfaitement calibrer. Le choix s'est porté sur du Silicium - Lithium de 2 mm d'épaisseur.

Ces détecteurs d'étalonnage sont distribués à raison d'un par couronne, et sont montés comme suit :

entre le Si et le CsI vers "l'avant" ($\theta=3^\circ$ à 45°)
devant le CsI vers "l'arrière" ($\theta=45^\circ$ à 176°)

L'introduction vers "l'arrière" de ces Silicium d'étalonnage de 2 mm provoque une coupure trop importante dans le spectre à basse énergie. Il a été décidé de diminuer cet effet en plaçant, devant le Si(Li) de 2 mm, un Silicium plus mince (épaisseur 50 μm). Finalement, les détecteurs d'étalonnage vers l'arrière ($\theta > 45^\circ$) constituent des télescopes (50 μm , 2 mm) de Silicium.

Enfin en ce qui concerne les dérives d'électronique et de gain des photomultiplicateurs collectant et amplifiant la lumière des CsI, ces dernières seront contrôlées en permanence par un ensemble de générateurs :

- générateur d'impulsions pour les détecteurs au Silicium et les chambres d'ionisation
- générateur de lumière (laser) couplé à un réseau de fibres optiques, via un cristal de CsI (dispositif inspiré de celui réalisé pour le détecteur AMPHORA⁽¹¹⁾)

I.5 Réalisation.

La complexité d'un ensemble mécanique tel que celui d'INDRA nécessite que l'étude, tout en gardant une vue globale, puisse être concentrée sur un élément particulier du multidétecteur, susceptible de mettre en avant les problèmes principaux qui se poseront lors de la réalisation de la totalité de l'assemblage. En d'autres termes, il faut pouvoir décomposer la structure en parties. L'agencement en couronne du multidétecteur nous fournit une décomposition qui est celle des couronnes elles-mêmes. Le choix s'est porté sur la couronne 4-5 (7° à 14°), non seulement parce qu'elle comporte les trois types de détecteurs, mais aussi, parce qu'en étant à la fois précédée et suivie de couronnes, elle permettra d'avoir des résultats concrets pouvant être généralisés, au moins sur la partie avant.

La figure 5 présente une vue éclatée des couronnes 4 et 5, montrant les trois étages successifs de détecteurs (chambre d'ionisation, Silicium, et scintillateur CsI), ainsi que le positionnement des deux Si(Li) d'étalonnage qui sont incorporés au support Silicium. L'électronique directement associée aux détecteurs (préamplificateurs et photomultiplicateurs) est également représentée.

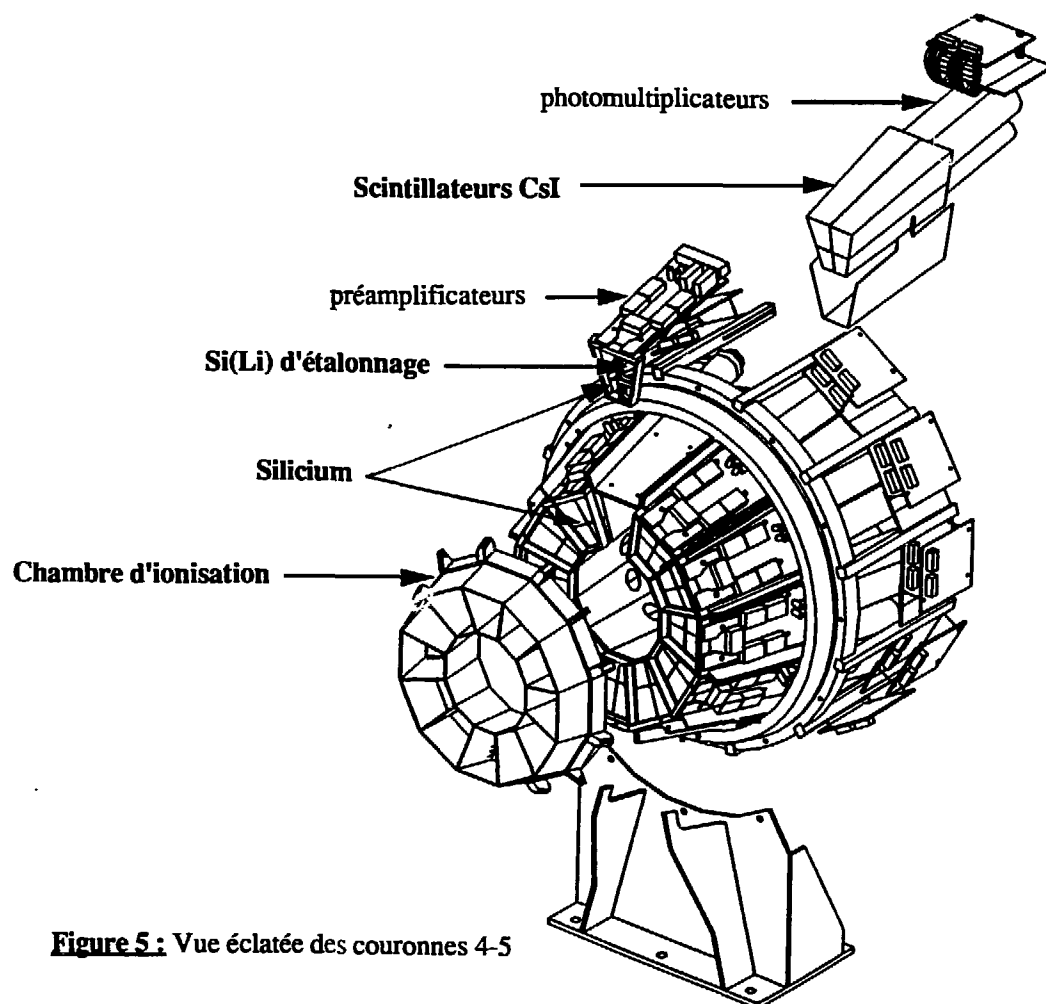


Figure 5 : Vue éclatée des couronnes 4-5

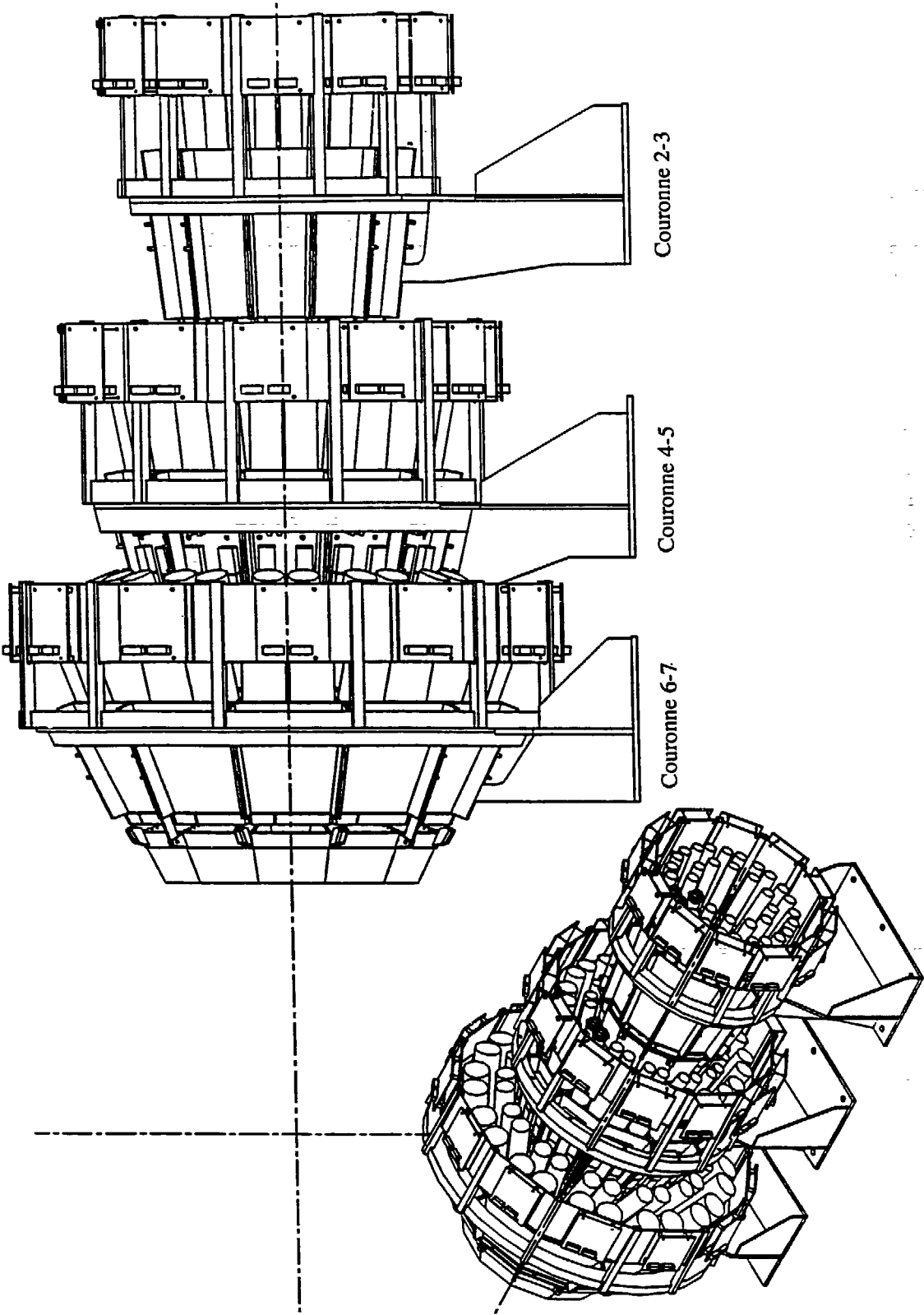
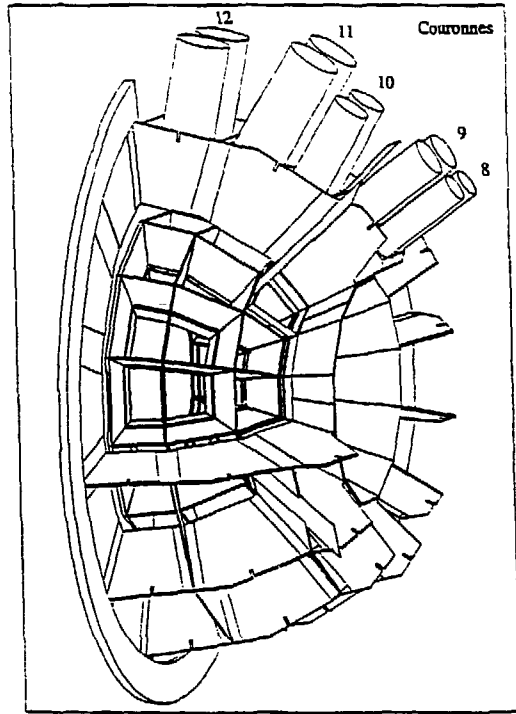


Figure 6 : Vue des couronnes 2-3, 4-5 et 6-7 assemblées.

La figure 6 montre les couronnes 6-7 et 2-3 encadrant la couronne 4-5. Elle permet de comprendre en quoi une considération d'ensemble est très importante dans la réalisation de chaque couronne et en particulier de la couronne 4-5, notamment en ce qui concerne l'encombrement externe de chacune d'entre elles. Cependant ces couronnes présentent l'avantage d'être sur des sphères de rayons différents (cf figure 3). Les couronnes 8-9, 10-11 et 12 sont en revanche à une même distance de la cible. Celles-ci seront donc réalisées d'un seul bloc (support des Chambres d'ionisation et de CsI) ainsi que le montre la figure 7 ci-dessous.

Figure 7 : Vue des couronnes 8 à 12 présentant la chambre d'ionisation monobloc, les supports de CsI et de Silicium (sur les couronnes 8-9 uniquement)



Enfin la figure 8 présente l'assemblage sous deux angles différents des couronnes 2-3, 4-5, 6-7, 8 à 12. On peut y voir le système de support sur rail de chacune d'entre elles, autorisant leur déplacement horizontal afin de faciliter une intervention sur ces dernières. Un bras mobile et isolant peut coulisser verticalement au travers d'un sas et amener dans le faisceau une cible. Ce bras permet également de porter la cible à une haute tension (≈ 50 kV) afin d'éliminer fortement l'émission d'électrons due au passage du faisceau. Compte tenu des distances des Chambres d'ionisation à la cible, il n'est pas possible, sous peine de claquage, de placer plus d'une cible sur le porte-cible. Aussi a-t-il été ajouté sur une diagonale un deuxième bras sans haute tension, mais pouvant amener plusieurs cibles ou diaphragmes. Ce dernier sera en fait utilisé en début d'expérience pour faciliter la focalisation du faisceau sur la cible.

En ce qui concerne les couronnes se trouvant au delà de 90° (couronnes 13 à 17), elles ne sont pas dessinées, mais il est envisagé de les réaliser d'un seul bloc, à l'image des couronnes 8 à 12.

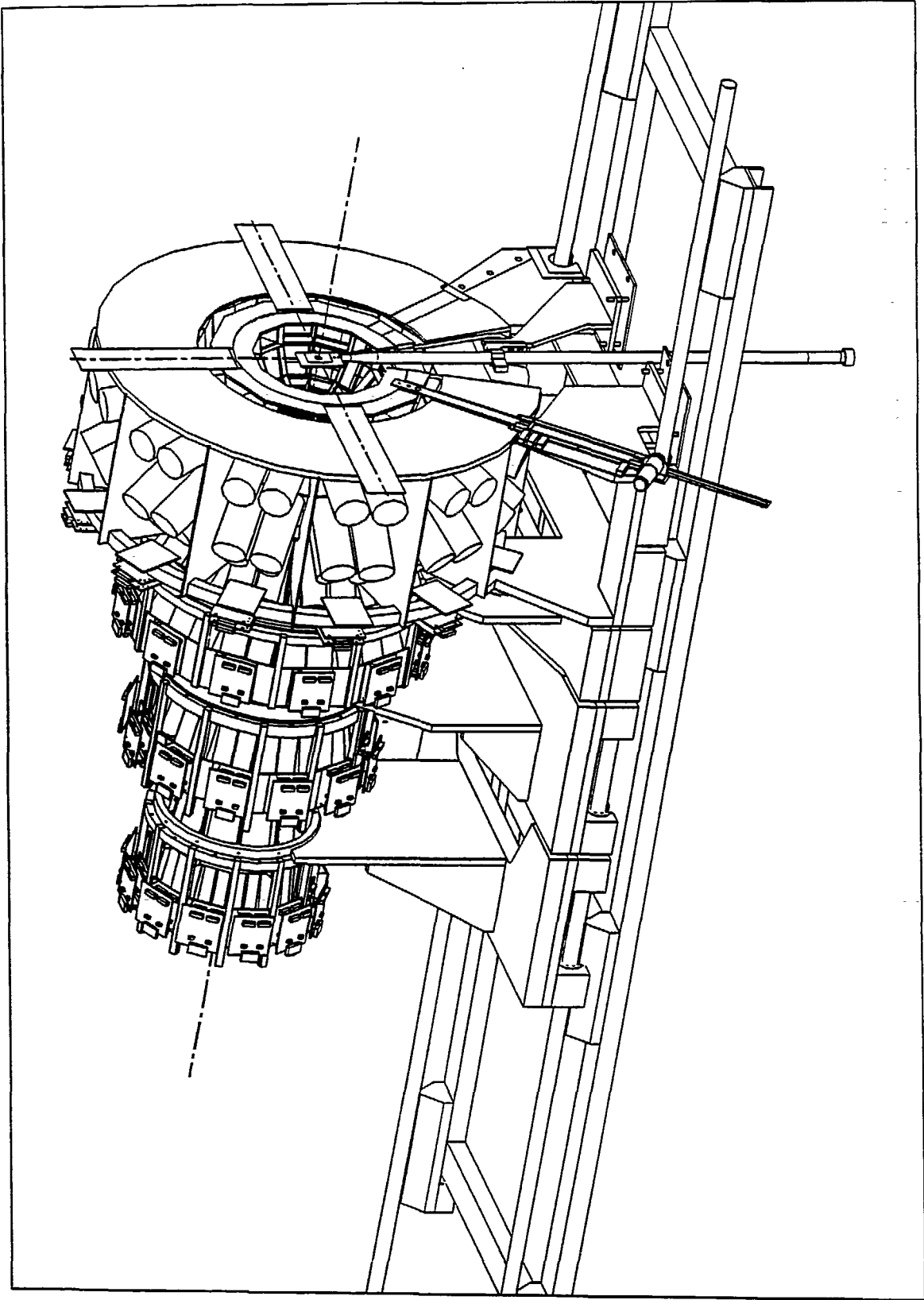
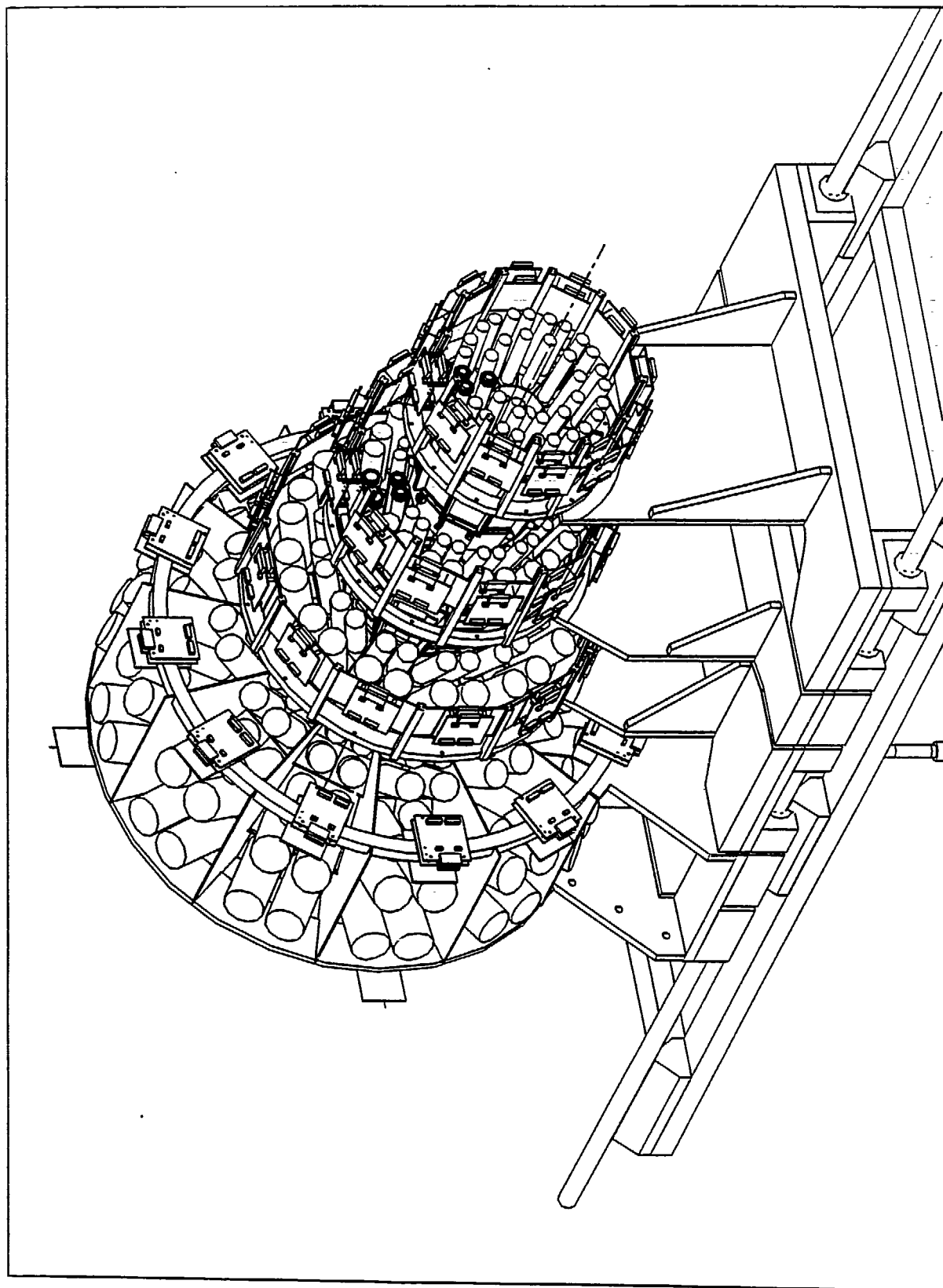


Figure 8 : Assemblage



des couronnes 2 à 12

Chapitre II

SIMULATION D'INDRA

**" ... Toutes choses sous le ciel naissent de ce qui est
Ce qui est de ce qui n'est pas. "**

**Lao-Tseu, la Voie et sa vertu
(extrait du Tao-tö-king)**

Dans la préparation d'un projet de l'importance d'INDRA, il est nécessaire de simuler de manière réaliste la réponse de l'ensemble de détection. Ceci permet, d'une part de vérifier que les orientations choisies (avec les limitations qui en découlent) font de ce multidétecteur un filtre capable de rendre compte des effets prévus par des modèles théoriques, et d'autre part de prédéfinir les expériences, qui, pour l'étude d'un comportement physique particulier, seraient les plus appropriées.

Il se dégage donc de ces considérations trois points essentiels qui motivent la simulation d'INDRA :

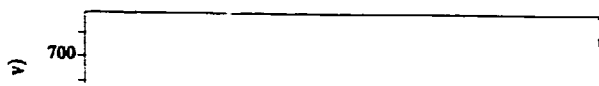
- la construction d'INDRA pour laquelle une simulation du multidétecteur permet de justifier certains choix techniques ou géométriques
- la préparation d'expériences pour lesquelles la simulation permet de conforter un dispositif expérimental particulier ainsi qu'un type de réaction nucléaire jugés adaptés à la physique que l'on désire étudier
- l'analyse des expériences qui nécessite de bien connaître l'efficacité d'INDRA dans la situation choisie. En effet, l'énergie incidente et le couple projectile/cible déterminent l'efficacité réelle du détecteur qui pourra être estimée grâce au programme de simulation.

Le programme *GEANT*⁽¹²⁾ apporte une solution possible, mais une étude préalable semblait montrer la difficulté d'introduire les pertes d'énergie des ions lourds. Aussi, les physiciens ont-ils demandé que soit réalisé un programme adapté à notre problème spécifique.

Nous avons donc développé un logiciel permettant de simuler la réponse d'INDRA tant sur le plan des "limitations" géométriques de celui-ci, que sur celui de la réponse des détecteurs en ce qui concerne les pertes d'énergie.

Afin d'illustrer le fonctionnement de ce logiciel, nous avons également écrit un programme de "génération" d'événements physiques qui permet de simuler, d'une manière suffisamment réaliste, les types d'événements qu'INDRA est susceptible de devoir identifier.

Nous nous intéressons en premier lieu, et d'une manière générale, au programme de simulation d'INDRA, en insistant sur la manière dont l'utilisateur devra le faire fonctionner. Une description plus détaillée de certains points sera abordée dans l'annexe II. Nous décrirons succinctement ensuite le programme de "génération" d'événements physiques et nous terminerons par une illustration des résultats que l'on peut obtenir avec cet ensemble.



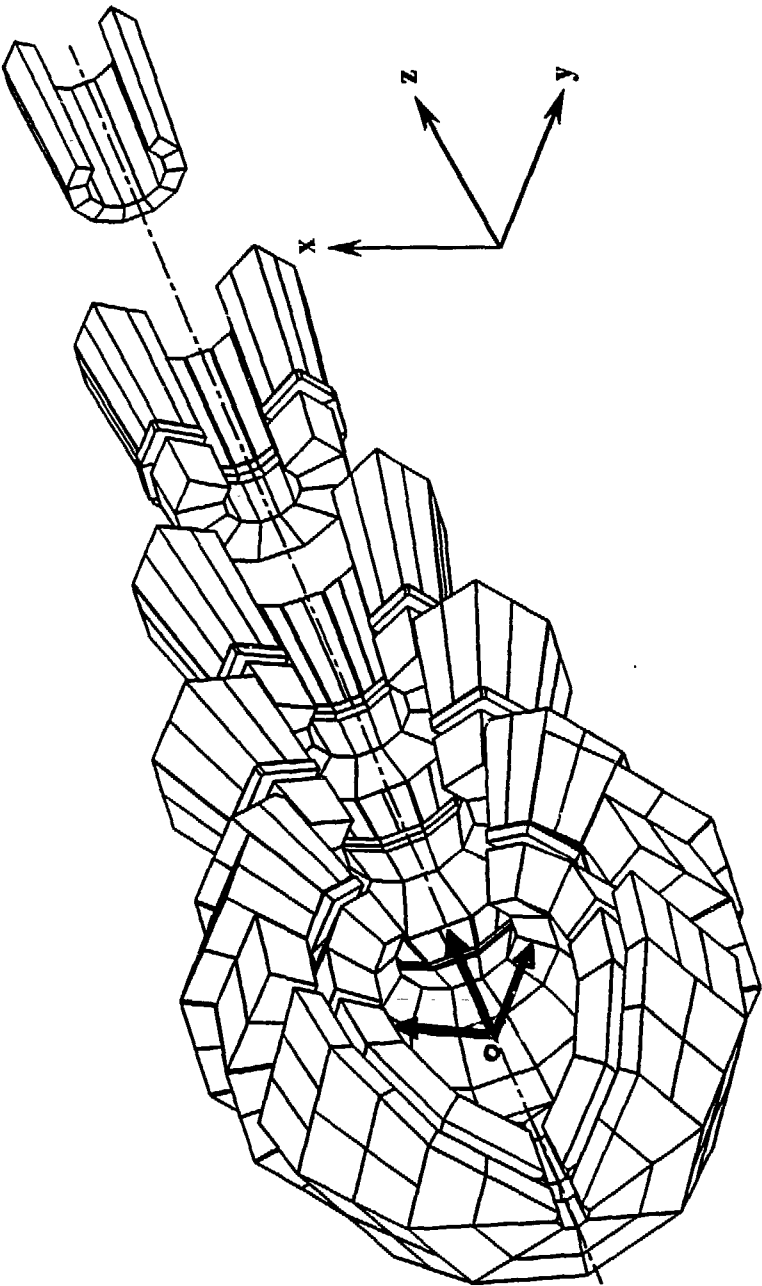


Figure 9

II.1 Présentation générale

Puisque l'intérêt d'un multidétecteur de type 4π est de couvrir avec la plus grande efficacité possible l'espace entourant la cible, il convient de décrire la géométrie du multidétecteur avec suffisamment de précision pour tenir compte de la position spatiale des ensembles de détection ainsi que des zones mortes éventuelles, issues du découpage physique de la totalité de l'espace sphérique entourant la cible.

De ces considérations se dégagent trois points sur lesquels nous devons porter notre attention :

- les zones mortes introduites par les passages d'entrée et de sortie du faisceau ainsi que celles occasionnées par l'effet d'"ombrage" du porte-cible.
- les zones mortes entre les détecteurs dues à la structure mécanique servant de support à ces derniers.
- la distinction de chaque type de détecteur, INDRA étant un ensemble hétérogène de détection (cf chapitre I).

Si nous considérons la figure 9, nous avons la représentation schématique parfaite de la géométrie d'INDRA telle qu'elle a été définie dans le chapitre précédent et telle qu'elle sera simulée. L'introduction d'une épaisseur au niveau des parois de chaque détecteur permet de tenir compte des zones mortes introduites par la structure d'INDRA (cf annexe II).

La présence de chaque type de détecteur est générée, dans le programme de simulation, par le calcul du pouvoir d'arrêt et des pertes d'énergie de chaque particule émise par la cible, dans les zones de détection (cf § II.2.1).

Le programme de simulation reçoit en entrée les paramètres suivants concernant une particule incidente :

- **A** et **Z** : masse et numéro atomique
- **E** : énergie
- **θ** et **ϕ** : direction d'émission dans un référentiel lié à la cible.

Il fournira en sortie les paramètres suivants :

concernant l'identification du détecteur touché :

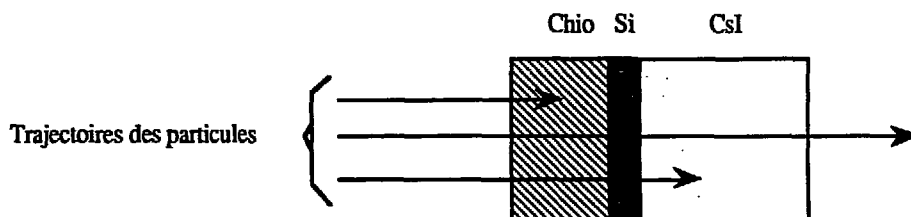
- I, J, K, N paramètres de localisation (cf § II.3 et annexe II)

- $\bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ angles moyens du module de détection touché.

concernant la particule :

- l'énergie perdue dans chaque détecteur traversé.

Nous avons vu au chapitre I qu'INDRA est composé d'un ensemble de modules constitué de détecteurs empilés les uns derrière les autres. Une particule peut donc traverser le module dans sa totalité ou bien s'arrêter dans un des détecteurs le composant ainsi que le montrent, pour un module donné, les exemples de trajectoire figurant sur le schéma ci-dessous :



La particule peut d'autre part se perdre dans les zones non pourvues de détecteur ou bien encore être absorbée par les parois d'un des modules.

remarque : la numérotation que nous avons adoptée ici, pour identifier les détecteurs composant INDRA, est très différente de celle présentée dans le chapitre I et décrite dans l'annexe I. Elle a été choisie pour sa plus grande maniabilité au traitement informatique. Un tableau de conversion (tableau 4, § II.3, p 34) permet de passer de l'une à l'autre.

II.2 Réalisation et caractéristiques du programme de simulation d'INDRA

Ce programme de simulation a été développé sur l'IBM 3090 du centre de calcul de l'IN2P3 (CCPN) et sur le VAX du GANIL. Le langage employé est le FORTRAN.

Il a été conçu pour répondre aux trois exigences suivantes :

modularité, clarté et rapidité d'exécution .

II.2.1 Modularité et clarté

Le programme de simulation d'INDRA a été écrit pour pouvoir être appelé à partir d'un programme de simulation d'une physique spécifique. Il doit donc pouvoir être manipulé par l'intermédiaire d'une routine simple : cette routine porte le nom de "**DECDET**". Elle a par ailleurs été prévue pour être lancée pour chaque particule incidente et non pas pour chaque évènement. Cette distinction a une grande importance dans la manière que l'on aura d'utiliser le programme. Rappelons en effet, qu'un "évènement" est un ensemble de particules choisies selon certains critères imposés par la physique que l'on désire étudier (il s'agit en fait de l'ensemble des particules et noyaux émis par une seule collision nucléaire). Concrètement, ce choix s'effectue au niveau de l'électronique par l'intermédiaire du "Trigger" (cf chapitre III § IV.2), mais la mesure sur ces particules peut être erronée ; il suffit pour s'en convaincre de considérer deux particules de masse et d'énergie voisines pénétrant, au même évènement, dans le même détecteur : l'électronique considérera une seule particule, un empilement des deux. En revanche, en analysant la réponse du filtre, particule par particule, dans l'exemple cité précédemment, les deux particules seront prises en compte "surévaluant ainsi la réalité de détection". Ceci peut être "corrigé" en regroupant, à l'entrée et à la sortie du programme filtre, des particules en un groupe "d'évènements". Nous reviendrons sur ce point à la fin du chapitre.

Pour chaque détecteur (Silicium, Chambre d'ionisation, Si (Li), et CsI) nous définissons une épaisseur des bords des faces d'entrée. Si la particule pénètre dans cette zone elle est immédiatement stoppée pour simuler son absorption. Ceci est alors indiqué par une valeur spéciale de l'indice N (comme cela est détaillé dans le tableau 3 page 32). Ainsi, à la première "paroi" rencontrée, la particule est signalée comme perdue et la routine **DECDET** donnera les indices I, J, K du détecteur dans lequel ceci s'est produit.

DECDET recevra en paramètres d'entrée, les données nécessaires à son fonctionnement et fournies par le programme de simulation de la physique.

Puis il fournira en paramètres de sortie les données permettant de localiser le détecteur touché au sein de l'ensemble 4π de détection.

Toujours dans un esprit de modularité, les parties simulation des caractéristiques géométriques et simulation des caractéristiques physiques de chaque détecteur, ont été découplées pour permettre à chacun d'utiliser un programme de calcul de pertes d'énergie qui lui soit propre.

L'ensemble du calcul de ces pertes est appelé dans **DECDET** par l'intermédiaire d'une routine dont le nom est **ELOSS**. **DECDET** fournit à **ELOSS** l'indication du bloc de détection dans lequel se dirige la particule et en retour **ELOSS** fournit des informations, (pour le détail des entrée/sortie d'**ELOSS** se référer au § II.4), qui décrivent la réponse du détecteur suivant que la particule :

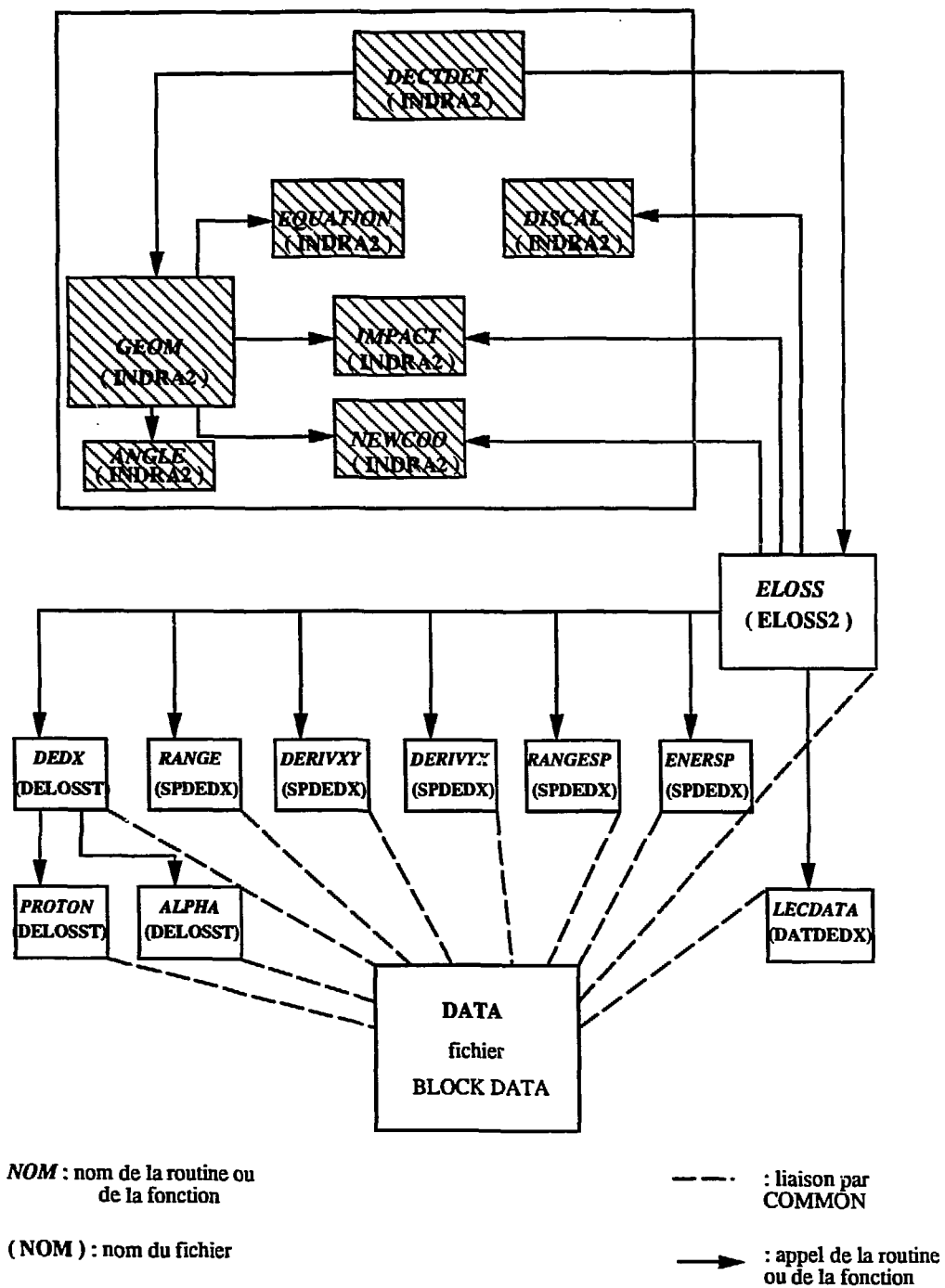


Figure 10 : Architecture du programme de simulation

- se perd dans la paroi
- traverse l'ensemble de détection
- se perd en zone morte
- s'est arrêtée dans une chambre d'ionisation
- s'est arrêtée dans un Silicium
- s'est arrêtée dans un scintillateur CsI
- s'est arrêtée dans un Si (Li)
- a une énergie trop grande pour être prise en compte par le programme

Ceci contribue à donner au programme clarté et transparence, car toutes les routines nécessaires au fonctionnement de *DECDET* (et donc à la détermination de la géométrie) sont rassemblées dans un fichier unique de nom : **INDRA2**.

Les routines nécessaires au calcul des pertes d'énergie sont regroupées en fichiers indépendants du fichier **INDRA2** (cf figure 10).

Chaque routine d'**INDRA2** comporte un commentaire visant à en définir l'utilité au sein de l'ensemble et la signification des variables employées.

Il est à remarquer, enfin, que toutes les routines d'**INDRA2** sont appelées au sein de ce fichier, à l'exception d' *IMPACT*, *NEWCOO* et de *DISCAL* (dont les fonctionnalités sont présentées § II.3) appelées par *ELOSS* lors du calcul des pertes d'énergie. Dans le cas où l'utilisateur désirerait remplacer le programme de calcul des pertes d'énergie par un autre programme, il devra alors simplement extraire les instructions d'appel des routines *IMPACT*, *NEWCOO* et *DISCAL* de la routine *ELOSS* pour les placer dans sa propre routine d'appel. Les parties ainsi à extraire sont signalées par les encadrés 1E, 2E et 3E en commentaire dans le listing.

II.2.2 Rapidité d'exécution

Le programme de simulation d'INDRA, conçu pour fonctionner particule par particule, est appelé un grand nombre de fois. Aussi, l'implantation en mémoire et le calcul de la géométrie ont-ils été optimisés en profitant au maximum de la symétrie cylindrique du multidétecteur, ainsi que nous le verrons ultérieurement (cf l'annexe II pour les détails du fonctionnement des routines d'INDRA).

II.3 Description sommaire du fonctionnement de l'ensemble des programmes du fichier INDRA2

Les coordonnées θ et ϕ de la particule simulée par le programme générant la physique, sont calculées dans un repère orthonormé direct, de centre O (le centre de la cible) et d'axe Oz ayant même direction et sens que le faisceau incident :

combinaison des indices I,J,K,N			
I	J	K	N
1	1-12	5 6	5
2	1-12	1 → 5 2 3 → 1-3 4	
3	1-12	1 → 5 2 3 → 1-4 4	
4	1-12	1 → 5 2 3 → 1-4 4	
5	1-12	1 → 5 2 3 → 1-4 4	
6	1-12	1 → 5 7 4 → 1-4	
7	1-12	1 → 5 7 4 → 1-2	
8	1-8	1 → 5 7 4 → 1-3	
9	1-8	1 → 5 7 4 → 1-4	
10	1-8	1 → 5 7 4 → 1-2	
cas spéciaux			
0	0	0	0
X	X	X	-1
X	X	X	6
0	0	0	7

Tableau 3 : Valeurs prises par I, J, K, N

K = 1 Chambre d'ionisation
 K = 2 Silicium
 K = 3 Si (Li)
 K = 4 Csl
 K = 5 NE102
 K = 6 NE115
 K = 7 SI (50 microns) non traité
 pour le moment

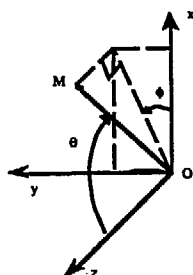


Figure 11

tout point M de l'espace est donc défini par les angles θ et ϕ représentés sur le schéma ci-dessus.

La figure 9 (p26) permet de situer ce repère par rapport à la géométrie d'INDRA.

Le plan yOz correspond au plan horizontal du laboratoire.

Chaque détecteur spécifique est repéré dans la structure d'ensemble par quatre indices : I, J, K et N

I : indique le numéro de la couronne dans laquelle il se trouve (il est donc lié à la détermination d'une valeur θ_{\min} et d'une valeur θ_{\max} de l'angle θ)

J : indique la position du détecteur dans cette couronne et correspond donc, pour le découpage azimutal de cette dernière, à une valeur de ϕ_{\min} et une valeur de ϕ_{\max} de l'angle ϕ .

K : indique le type de détecteur et donc précise, pour une couronne et un module donnés, où s'arrête la particule :

- chambre d'ionisation
- détecteur Silicium
- Scintillateur à Iodure de Césium
- Scintillateur NE102
- Scintillateur NE115
- détecteur d'étalonnage

N : indique enfin, dans un bloc de quatre CsI, lequel est concerné, ou encore, dans un Silicium, de quelle plage il s'agit. Pour comprendre cette nécessité, il convient de se référer au tableau 1 (p13) du chapitre d'introduction montrant que la couverture élémentaire en angle solide n'est pas la même pour les chambres à ionisation d'une part, et les Silicium et les Scintillateurs CsI d'autre part. Remarquons que N peut prendre quelques valeurs particulières pour traiter un certain nombre de cas spéciaux présentés dans le tableau 3.

1	N° de couronne	J	N° de chambre d'ionisation	K	Type	N	Sous numéro
1	1	1-12	1-12	5-6	PHOS	5	
2	2 3	1-12	1-12	1 2 3 4	CH10 S1 SIL1 CS1	1,2,3	1,2,1
3	4 5	1-12	1-12	1 2 3 4	CH10 S1 SIL1 CS1	5 1,2 5 3,4	2,1 1,2
4	6 7	1-12	1-12	1 2 3 4	CH10 S1 SIL1 CS1	5 1,2 5 3,4	2,1 1,2
5	8 9	1-12	1-12	1 2 3 4	CH10 S1 SIL1 CS1	5 1,2 5 3,4	2,1 1,2
6	10 11	1-12	1-12	1 4 7	CH10 S150 CS1	5 1,2 5 3,4	2,1 1,2
7	12	1-12	12-1	1 4 7	CH10 S150 CS1	5 1,2	2,1
8	13	1-8	8-1	1 4 7	CH10 S150 CS1	5 1,2,3	1,2,3
9	14 15	1-8	8-1	1 4 7	CH10 S150 CS1	5 1,2 5 3,4	1,2 2,1
10	16 17	1-8	8-1	1 4 7	CH10 S150 CS1	5 1 5 2	1 1

Exemples d'utilisation de la table de conversion :

1. I, J, K, N
-4, 5, 3, 2
I-4 correspond à " N° de couronne " - 6 ou 7
J-5 correspond à " N° de chambre d'ionisation " - 5
K-3 correspond à " SIL1 "
N-2 correspond à " Sous numéro " - 1 et précise " N° de couronne " - 6
Soit en reprenant l'ordre impose par la notation : SIL1_6_5_1

2. I, J, K, N
-9, 7, 1, 5
I-9 correspond à " N° de couronne " - 14 ou 15
J-7 correspond à " N° de chambre d'ionisation " - 8-7 - 1
K-1 correspond à " CH10 "
N-5 ne donne pas de " Sous numéro " donc " N° de couronne " - 1415
Soit en reprenant l'ordre impose par la notation : CH10_1415_1

Tableau 4
TABLEAU DE CONVERSION " NOTATION INDRA2 - CONVENTION ADOPTEE PAR LES PHYSICIENS "

Les différentes valeurs que peuvent prendre les indices **I, J, K, N** sont décrites dans les commentaires d'entête de la routine **DECTDET**, dans le listing donné en fin de l'annexe II, ainsi que dans le tableau récapitulatif numéro 3. Le tableau 4 permet de faire la liaison entre la notation adoptée par les physiciens pour identifier les différents modules d'INDRA (cf chapitre I § I.3 et annexe I), et la notation qui vient d'être introduite dans ce chapitre.

Pour terminer, **DECDET** fournit les angles moyens en θ et ϕ du détecteur dans lequel la particule est détectée, et l'énergie perdue dans chaque détecteur.

Les six routines rassemblées dans le fichier **INDRA2** ont les fonctions suivantes :

- * **DECDET** : spécifie comme on vient de le voir, le détecteur touché par les indices **I, J, K, N** et donne les angles moyens en θ et ϕ de ce dernier.
- * **GEOM** : cette routine décrit et implante en mémoire la géométrie d'INDRA. Puisqu'INDRA est symétrique par rapport à l'axe Oz, cette routine se contente de mémoriser toutes les données mathématiques servant à la construction d'une " tranche " pour laquelle ϕ est compris entre 0° et $\Delta\phi$, θ variant quant à lui de 2° à 88° et de 92° à 176° . Ces données mathématiques représentent les coordonnées d'un ensemble de points spécifiques, ainsi que les équations des segments de droite simulant les contours du détecteur. Le reste de la géométrie est construit par rotations de modulo $\Delta\phi$.
- * **IMPACT** : calcule les coordonnées du point d'intersection de la trajectoire de la particule avec la face avant du détecteur dans lequel elle pénètre.
- * **NEWCOO** : permet le passage du repère lié au centre de la sphère théorique (cf chapitre I § I.2) au repère lié au plan du détecteur. Il est en effet plus aisé de calculer les distances du point d'intersection de la trajectoire et de la face d'entrée d'un détecteur, vis à vis des bords de cette surface, dans un repère plan qui lui est associé.
- * **DISCAL** : calcule la distance du point d'impact par rapport aux bords du détecteur et sélectionne le numéro (**N**) du CsI, ou du Silicium, qui a été touché. Cette routine calcule enfin les angles moyens en θ et ϕ du détecteur considéré.

II.4 Les routines de calcul du pouvoir d'arrêt et des pertes d'énergie

Toutes ces routines sont rassemblées dans les fichiers suivant :

ELOSS2
DELOSST
SPDEX
DATDEX
DATA

Il s'agit en fait d'un ensemble de programmes existants qui ont été légèrement modifiés pour pouvoir fonctionner correctement avec *DECDT*.

Le fichier **ELOSS2** contient donc la routine **ELOSS** qui sert de lien entre les routines du fichier **INDRA2**. De ce fait elle requiert en entrée les paramètres nécessaires à *DECDT* en plus de ceux qui lui sont spécifiques.

Les paramètres devant être fournis à **ELOSS** sont les suivants :

- **A** et **Z** la masse et la charge de la particule
- **E** son énergie
- θ et ϕ les angles de la trajectoire de la particule dans le référentiel lié à la cible
- **I** et **J** les indices de localisation de la couronne et dans celle-ci de la cellule de détection considérée.

Les paramètres en sortie d'**ELOSS** sont :

- **K** pour le type du dernier détecteur touché
- **N** pour le numéro de plage de ce détecteur
- **L** l'énergie perdue dans chaque détecteur traversé
- $\bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ les angles moyens du détecteur (par l'intermédiaire de *DISCAL*)

Le calcul de la perte d'énergie des particules dans un milieu donné est difficile à effectuer avec une excellente précision. Des tables de valeurs, donnant des pertes d'énergie mesurées, existent pour différents types de corps et de projectiles à des énergies bien définies ; mais elles ont souvent des limitations telles que, par exemple, pour les tables de Northcliffe et R.F. Schilling⁽¹³⁾, les hautes énergies, pour les tables de F. Hubert⁽¹⁴⁾ ou celles de L'Ecole

Navale⁽¹⁵⁾, les milieux gazeux et enfin de façon plus général les milieux composés. Les pertes d'énergie pouvant survenir dans ces derniers sont calculées à partir de celles obtenues dans les corps les composant, selon la méthode indiquée dans les tables de Northcliffe et R.F. Schilling.

II.5 Description du modèle physique utilisé pour générer les "événements" servant de test à la simulation d'INDRA.

La génération des "événements" physiques se fait suivant deux étapes :

- le choix d'un mécanisme représentatif d'une réaction nucléaire donnant des produits de réaction ayant une certaine énergie d'excitation
- ces "produits chauds" sont ensuite traités par un programme de désexcitation

Ce dernier programme, appelé *EDMON* ⁽¹⁶⁾, n'ayant pas fait l'objet de notre travail, nous ne donnerons des informations que sur la première étape.

Celle-ci se décompose en trois phases représentées sur la figure 12.(a,b et c).

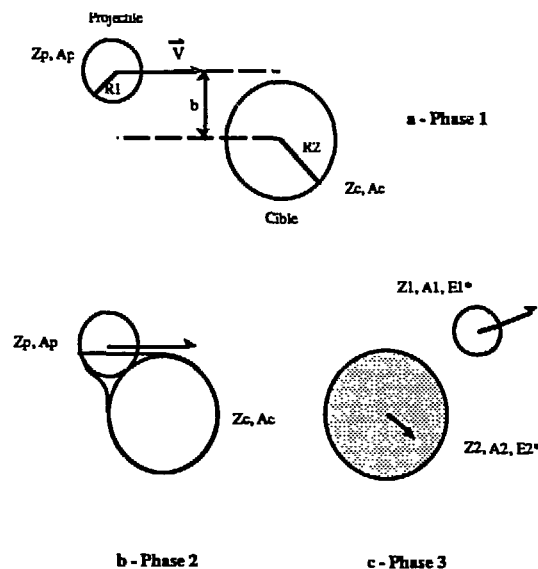


Figure 12 : Différentes étapes de la réaction nucléaire mise en oeuvre dans le programme de simulation de la physique

La première phase consiste à prendre un noyau cible, immobile dans le repère du laboratoire et un noyau projectile animé d'une certaine vitesse dans celui-ci. Un paramètre d'impact b est tiré aléatoirement entre zéro et une valeur maximale correspondant à la somme des rayons de chaque noyau.

La deuxième phase représente la collision proprement dite, au cours de laquelle deux cas de figures peuvent se présenter :

- si b est compris entre sa valeur maximale et une certaine valeur critique (correspondant au rayon R_2), une fraction du projectile est absorbée par la cible. De cette fraction on retire 20% pour simuler, d'une manière très approximative, des phénomènes de prééquilibre. Les deux noyaux se séparent avec l'énergie de leur répulsion coulombienne. La conversion de l'énergie détermine l'énergie d'excitation disponible qui est distribuée en fonction de la masse des deux corps. Dans le centre de masse, les distributions angulaires sont choisies isotropes.

- si b est inférieur à sa valeur critique, le projectile fusionne avec la cible, ne formant plus qu'un corps. Dans ce cas également, on retire 20% du projectile pour simuler les effets de prééquilibre et de fusion incomplète. Ces particules de prééquilibre conservent leur vitesse et ne sont pas détectées car leur direction est celle du faisceau.

A la fin de cette période de "formation" on dispose donc, selon les cas, de 1 ou 2 corps dont les masses, charges, vitesses et énergies d'excitation sont parfaitement définis.

Ces événements sont ensuite traités par le programme de désexcitation **EDMON**, fondé sur le modèle statistique d'évaporation.

Nous avons choisi comme projectile l' $^{40}\text{Ar}_{18}$ avec une énergie dans le laboratoire de 30 MeV/A et comme cible le $^{80}\text{Se}_{34}$. La figure 13.a montre, dans le cas présent, la distribution de l'énergie d'excitation en fonction de la charge et la figure 13.b donne la distribution de probabilité en fonction de cette même charge. Les figures 13.c et d montrent, par exemple, les distributions angulaires obtenues après ces étapes pour les particules légères ($Z \leq 2$) et les ions lourds ($Z \geq 3$). Ainsi, la figure 13 permet-elle de constater que le multidétecteur est "touché" de manière inégale : peu aux angles arrières, plus finement entre 0° et 90° . Cela illustre bien la nécessité de définir l'efficacité d'un détecteur en fonction de l'expérience effectuée et non pas d'une manière universelle.

Figure 13 : Résultats concernant les corps obtenus après la période de "formation" et avant désexcitation dans **EDMON**. pour le système :

$^{40}\text{Ar} + ^{80}\text{Se}$

Elab = 30 A.MeV

Figure 13.a : Energie d'excitation en fonction de la charge avant désexcitation

Figure 13.b : Distribution en charge avant désexcitation

Figure 13.c : Distribution angulaire des particules légères ($Z \leq 2$)

Figure 13 d : Distribution angulaire des ions lourds ($Z > 2$)

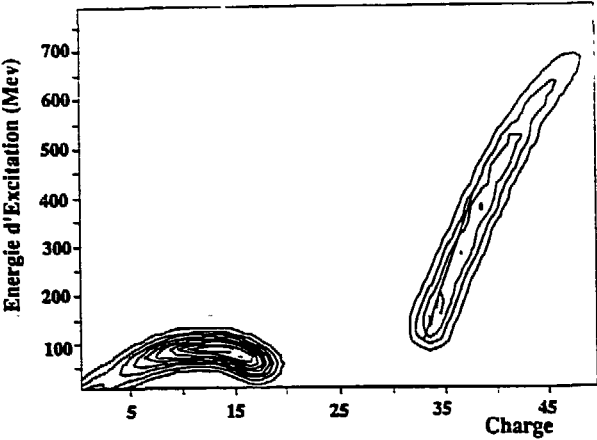


Figure 13.a

Figure 13.b

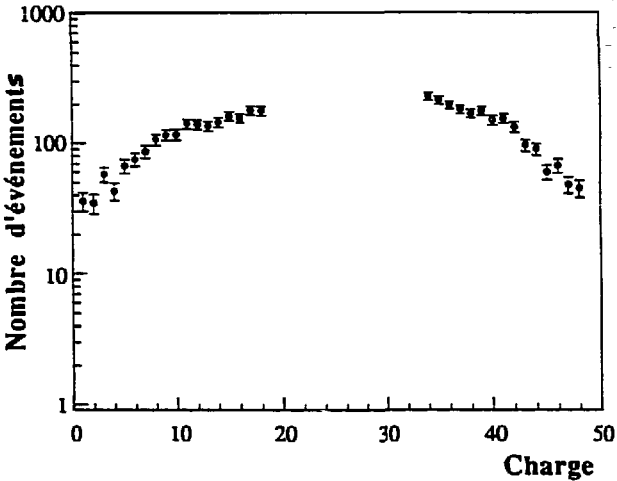


Figure 13.c

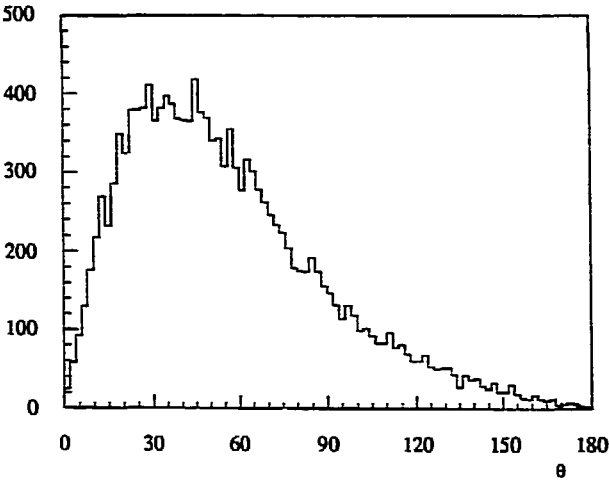
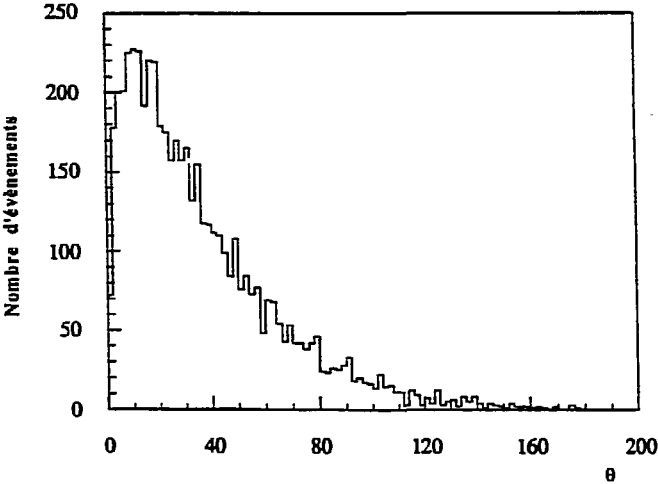


Figure 13.d



Après désexcitation, l'ensemble des noyaux produits sont détectés par INDRA. Les figures 14 et 15 montrent quelques exemples de résultats que l'on peut alors obtenir à partir du programme de simulation du multidétecteur. La figure 14.a permet d'apprécier la distribution de la multiplicité obtenue avec un détecteur "parfait" (théorique) ainsi que celle obtenue avec INDRA. On constate que même avec une excellente efficacité (87% dans le cas présent), l'effet sur cette distribution n'est pas négligeable. Notamment le creux observé pour $4 < M < 10$ n'est plus apparent et même remplacé par une "bosse". Par contre, en ce qui concerne la distribution des charges détectées (figure 14.c), l'efficacité s'applique d'une manière uniforme. Ces résultats sont obtenus avec une épaisseur des parois des chambres d'ionisation de 1mm. L'influence d'un passage à 2 mm peut être observé sur la figure 15. Alors que la distribution en charge reste inchangée dans sa forme, la distribution de multiplicité détectée est encore plus affectée.

La figure 16, enfin, présente les résultats des pertes d'énergie dans les différents détecteurs. Cette forme est typique de celles obtenues en expérience et montre que le programme INDRA est capable de "simuler" de manière réaliste un tel détecteur. On peut ainsi envisager l'écriture des résultats fournis par ce programme sous forme de "données d'acquisition" afin de tester les routines "d'analyse de données" qui seront élaborées prochainement.

Il convient cependant, lors de l'interprétation de ces résultats, de tenir compte de la remarque de la page 29 concernant les problèmes de "double comptage". Rappelons en effet que le filtre agit particule par particule. La notion de "double comptage" est délicate à manier pour un détecteur "multicouche" parce qu'elle nécessite une connaissance précise des processus d'indentification. Elle peut, en première approximation, être définie comme étant le passage, pour un même évènement, de deux particules dans un même détecteur. Mais la prise en compte de ces particules sera différente suivant qu'il s'agisse d'un proton de 100 MeV et d'un Calcium de 10MeV/A, ou bien de deux protons de 100 MeV chacun; dans le premier cas une identification des deux noyaux sera possible et la notion de "double comptage" pourra disparaître, alors que pour le second une identification exacte est impossible. D'une manière très "globale", et l'on a vu précédemment les limites de la notion de "globalité", l'efficacité obtenue, en tenant compte des effets de "double comptage" et en supposant qu'en moyenne un noyau sur deux est correctement identifié, est de 86% et non plus 87%. Cette influence, bien que non négligeable, n'est donc pas, dans le cas présent, d'une très grande importance; il pourrait cependant le devenir dans d'autres configurations : multiplicité très élevée, forte focalisation vers l'avant.

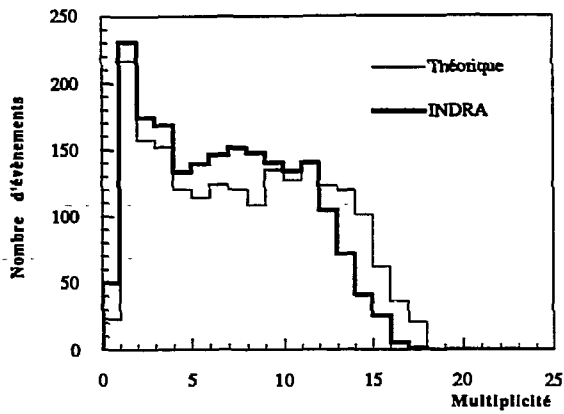


Figure 14.a : Multiplicité de particules légères

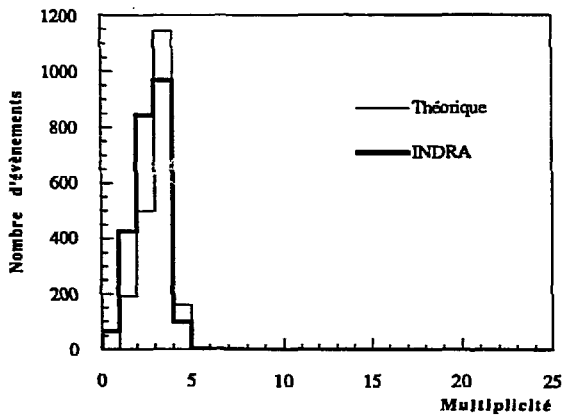


Figure 14.b : Multiplicité des ions lourds

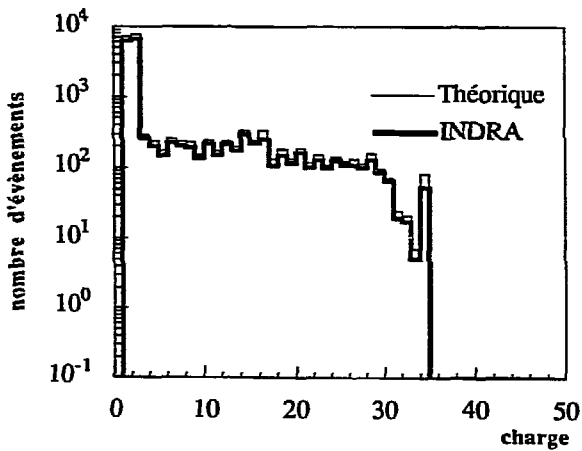


Figure 14.c : Distribution en charge

Figure 14 : Résultats du passage dans INDRA des particules émises lors de la simulation de la réaction $40\text{Ar} + 80\text{Se}$ (Elab = 30 A.MeV)
Parois = 1mm : Efficacité \approx 87%

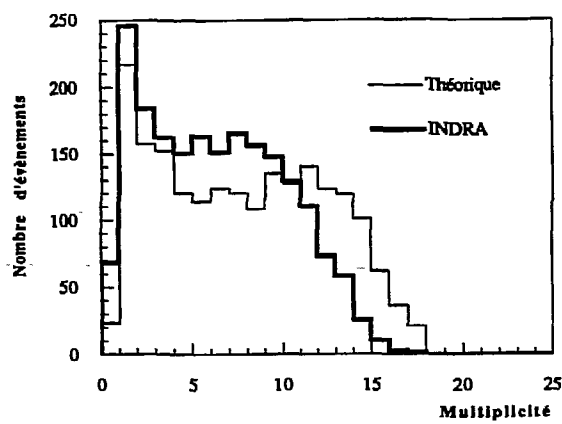


Figure 15.a : Multiplicité de particules légères

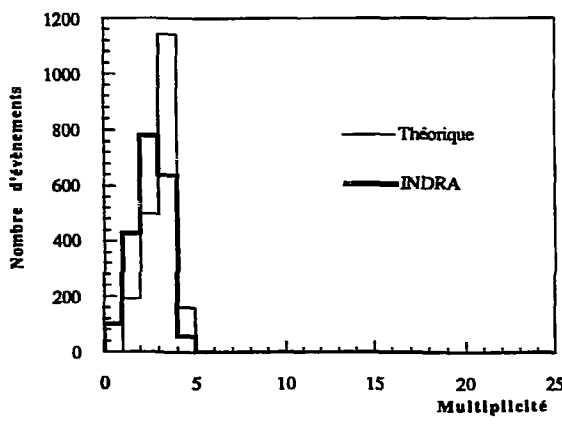


Figure 15.b : Multiplicité des ions lourds

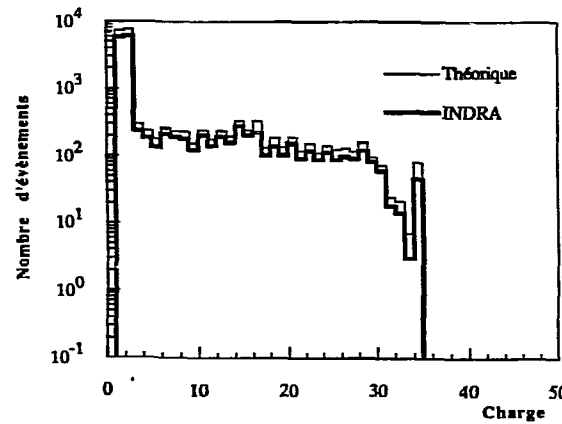


Figure 15.c : Distribution en charge

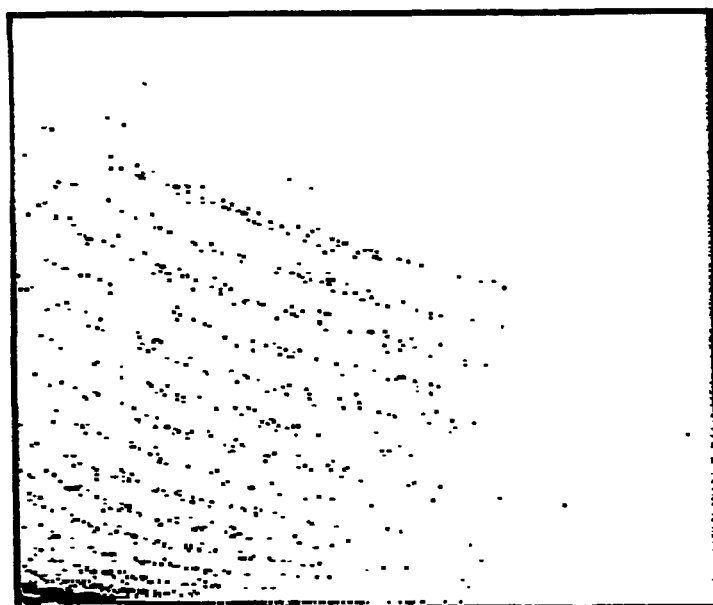
Figure 15 : Résultats du passage dans INDRA des particules émises lors de la simulation de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{80}\text{Se}$ (Elab = 30 A.MeV)
Parois = 2mm : Efficacité = 79%

Chambre d'ionisation



Silicium

Silicium



CsI

Figure 16 : Résultats en perte d' énergie obtenus par le programme de simulation. Les évènements, servant à la construction de ces matrices, sont pris sur la totalité des détecteurs de la partie avant ($\theta < 45^\circ$). Ces détecteurs sont par ailleurs supposés réglés de façon identique (même gains).

Chapitre III

DETECTEURS AU SILICIUM

" L'Homme non plus « un être qui sait » mais un être « qui sait qu'il sait ». "

R. P. Pierre TELHARD de CHARDIN, *L'Apparition de l'Homme*

Les qualités de résolution et de linéarité des détecteurs semi-conducteurs au Silicium sont bien connues en physique nucléaire. L'introduction de la technologie "PLANAR" comme processus de fabrication (cf. ci-dessous § III.1.1) a permis de réaliser des détecteurs ayant une très bonne homogénéité d'épaisseur, paramètre très important dans une identification par perte d'énergie. Cette technologie permet également de réaliser, de manière simple et avec une grande précision, plusieurs détecteurs sur le même substrat de Silicium.

C'est grâce à cette technologie utilisée par la Société INTERTECHNIQUE (Instrumentation nucléaire ENERTEC) que nous avons pu envisager, pour la zone avant d'INDRA, une couverture spatiale importante en détecteurs Silicium à transmission. Afin de conserver de très faibles zones mortes, il a été nécessaire de développer en commun avec cette Société, une mécanique d'assemblage avec des supports de très faible paroi (§ III.1.2)

La définition de la chaîne électronique associée au détecteur Silicium est relativement bien connue. On sait construire des préamplificateurs de charges pouvant satisfaire les résolutions et les dynamiques en détection d'ions lourds (§ III.2). Cependant, en raison de cette grande dynamique en énergie, le gain de la chaîne électronique (préamplificateur, amplificateur) doit être maintenu faible, ce qui pose des problèmes spécifiques. En particulier, l'influence du bruit de l'amplificateur ne peut être négligée comme cela se fait, à juste titre, dans une chaîne classique à forte amplification (§ III.3). De la grande dynamique résultent encore des contraintes, non seulement sur la réalisation des amplificateurs, mais également sur le système de conversion analogique-numérique (§ III.4).

Les premiers résultats expérimentaux, obtenus au GANIL avec un faisceau de Krypton, montrent que les détecteurs Silicium permettent de séparer les charges jusqu'à celle du projectile ($Z=36$) au minimum et que le choix d'un codage en charges est indispensable pour satisfaire la grande dynamique en énergie (III.5). Ces résultats ont également conduit à étudier plus profondément les caractéristiques des détecteurs Silicium en temps de montée et en diaphonie entre les plages réalisées sur le même substrat (III.6).

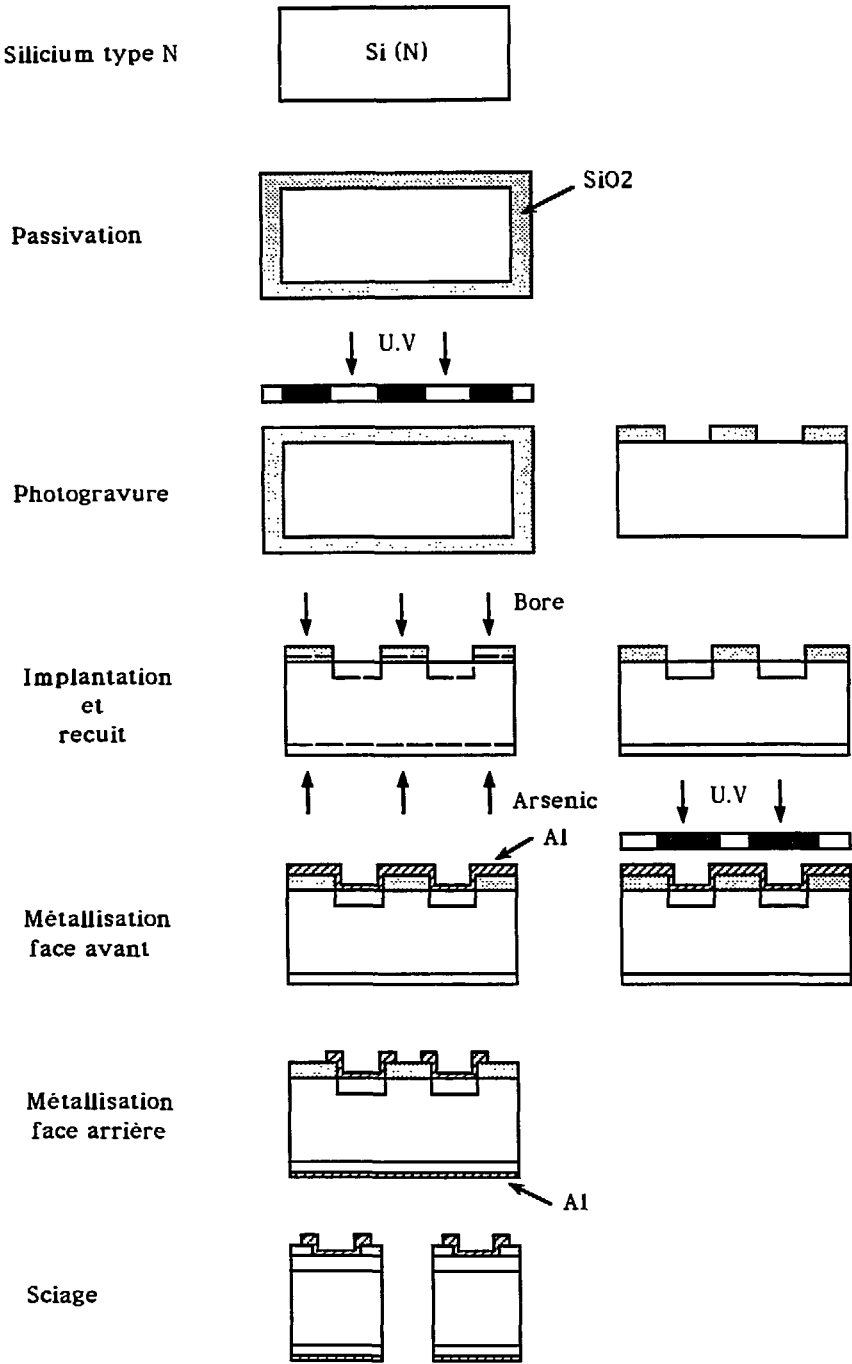


Figure 1 : Etapes du processus "PLANAR" utilisé pour la réalisation des détecteurs Silicium de 300 μm

III.1 Construction des détecteurs au Silicium

III.1.1 Rappels sur la technologie PLANAR

Adaptée en 1980 aux détecteurs à semi-conducteur, la technologie des circuits intégrés ou technologie "PLANAR"⁽¹⁷⁾ peut être décrite par les étapes suivantes (figure 17) :

a) passivation de la plaquette de Silicium par une oxydation thermique à haute température.

Une plaquette de Silicium de type N, désorientée et parfaitement nettoyée, est soumise à un flux d'Oxygène pendant plusieurs heures sous une température de plus de 1000°C. La diffusion de l'Oxygène à travers l'oxyde natif permet d'obtenir une couche de Silice d'environ 2000Å développée sur le Silicium. Cette couche sert de masque d'implantation, contrôle la diffusion des impuretés de dopage au cours des différents recuits ultérieurs, et assure une passivation de surface en limitant les courants de fuite.

Enfin lors de l'oxydation du Silicium un léger pourcentage d'HCL ou TCL (Trichloréthylène) est ajouté au gaz (l'oxygène) de façon à éviter la croissance de défauts durant le traitement en température.

b) ouverture des zones appelées à être actives par la technique de photolithogravure:

La couche d'oxyde obtenue précédemment est facile à graver. Il suffit pour cela d'étaler sur cette dernière, par centrifugation, une résine photosensible. Cette résine est ensuite séchée dans une étuve à une température variant de 50° à 100°C. Elle est alors exposée à un rayonnement UV, à travers un masque de verre chromé préalablement photogrévé : c'est l'opération d'insolation. Puis la résine est développée. Les parties insolées sont dissoutes (cas d'une résine positive), dans le bain de développement. Pour les résines négatives, c'est le contraire : la résine non exposée est dissoute. Une gravure humide à l'acide fluorhydrique permet d'enlever la couche d'oxyde non protégée par la résine. La relative simplicité du processus permet d'obtenir n'importe quelle forme d'électrode, à condition de posséder le masque adéquat et de bien maîtriser l'adhérence, l'épaisseur, l'uniformité et la durée d'insolation de la résine.

c) implantation ionique de chaque côté de la plaquette pour réaliser, d'une part une jonction P+N, et d'autre part un contact N+N.

Cette technique autorise des couches implantées d'épaisseur bien contrôlée, et permet de connaître précisément la concentration des dopants dans ces dernières.

Le recuit d'implantation se fait à basse température, minimisant ainsi les risques de détérioration de durée de vie des porteurs, à haute température.

Pour obtenir la jonction P+N abrupte, on implante du Bore, puis on recuit le cristal de façon à "réparer" les dommages subits par le Silicium (lacunes, interstitiels, impuretés substitutionnelles ou interstitielles, dislocations,...) lors de l'implantation.

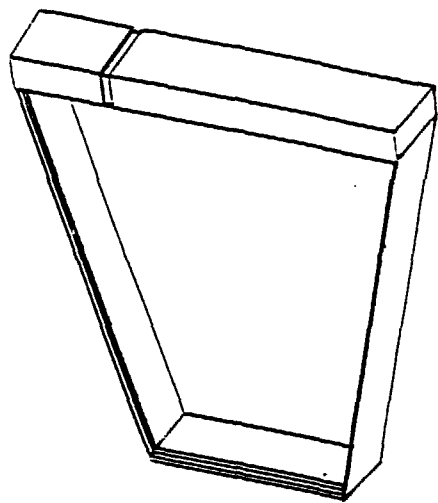


Figure 18a : Boitier Silicium nu.

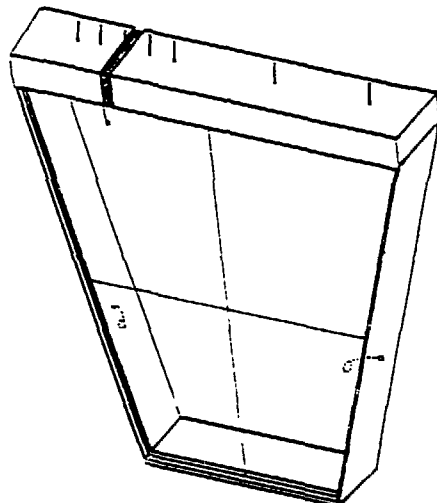


Figure 18b : Boitier Silicium muni du Silicium et des contacts électriques.

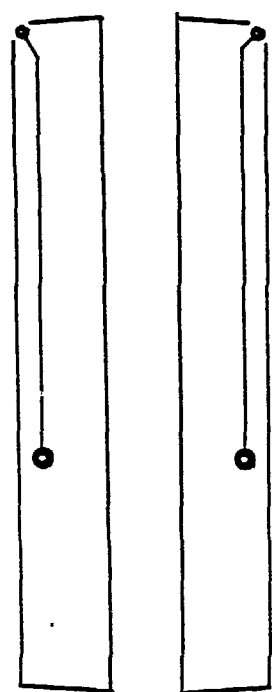


Figure 18c : Pistes latérales.

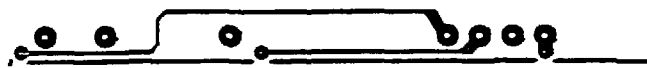


Figure 18d : Piste supérieure

Les pistes représentées sur les figures 2c et 2d sont réalisées en strip-line, c'est-à-dire que chacune de ces couches se trouve entre deux plans de masse, ici non figurés.

Figure 18 : Boitier support du Silicium de la couronne 4-5.

Enfin, pour le contact arrière NN^+ , on effectue une implantation d'Arsenic. En surdopant ainsi la région N, on réduit la résistance du contact, car on crée à la surface du Silicium une zone fortement dégénérée, riche en électrons qui sont à même de traverser la barrière de potentiel Al/Si (N^+) par effet tunnel. Ce problème lié à la résistance de contact est très important dans le cas d'INDRA, puisqu'il peut comme nous le verrons au paragraphe 6, provoquer un phénomène de diaphonie entre plages.

d) métallisation des deux faces par une évaporation d'Aluminium.

Elle se fait par évaporation sous vide d'Aluminium. On aluminise la face P^+ (500Å) et on la grave par photolithographie, de la même façon que l'oxyde. On utilise simplement le masque complémentaire des motifs précédents pour limiter le dépôt métallique aux parties implantées. Enfin on évapore l'Aluminium du côté N^+ sur toute la plaquette.

Il reste ensuite à découper les motifs sur les grandes plaques avec une scie diamantée en suivant les directions cristallographiques du Silicium, afin de ne pas briser le cristal.

III.1.2 Assemblage mécanique.

Nous avons vu au chapitre I que les détecteurs au Silicium doivent être placés entre les chambres à ionisation et les scintillateurs à Iodure de Césium pour les quatre paires de couronnes "les plus à l'avant" (couronnes 2 à 9).

L'une de nos principales préoccupations lors de la conception d'INDRA étant de conserver une transparence maximale de l'ensemble, nous nous devons de réaliser un boîtier supportant le Silicium qui soit mécaniquement aussi peu encombrant que possible. Une analyse plus approfondie du problème nous conduit à imposer à cet assemblage mécanique les contraintes suivantes :

- _ à la fois pour permettre aux physiciens de modifier les conditions d'utilisation d'INDRA ou de remplacer un détecteur défaillant, cet ensemble doit être facilement démontable.
- _ il doit permettre d'amener jusqu'à l'électronique associée les signaux émis par les quatre plages, ceci de façon simple et sûre.
- _ il doit enfin utiliser au mieux les zones mortes induites par la chambre d'ionisation.

Réalisation mécanique.

La figure 18a nous montre le boîtier adopté pour servir de support au Silicium dans la couronne 4-5. Il s'agit, compte tenu de la structure géométrique d'INDRA, de la forme la plus naturelle répondant aux critères précédents. La partie supérieure du boîtier, plus épaisse que les autres, permet d'assurer une plus grande rigidité de ce dernier, tout en ne perdant pas de "zone utile" puisque ce renfort se place dans une "zone morte" due aux angles de fuite de la couronne suivante. Les épaisseurs des autres côtés sont conditionnées par trois paramètres :

- _ assurer une transparence maximale
- _ garantir une rigidité d'ensemble optimale
- _ permettre l'insertion du Silicium.

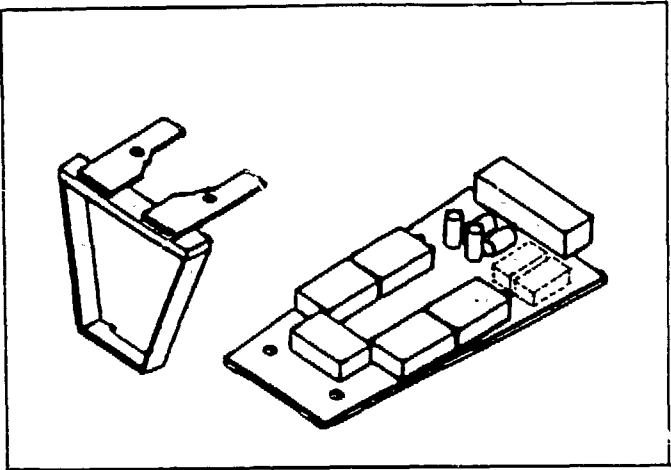


Figure 19a : Le support des Silicium les deux circuits intermédiaires en strip-line, et la ' carte mère ' avec en pointillés les préamplificateurs de charge liés au Silicium-Lithium.

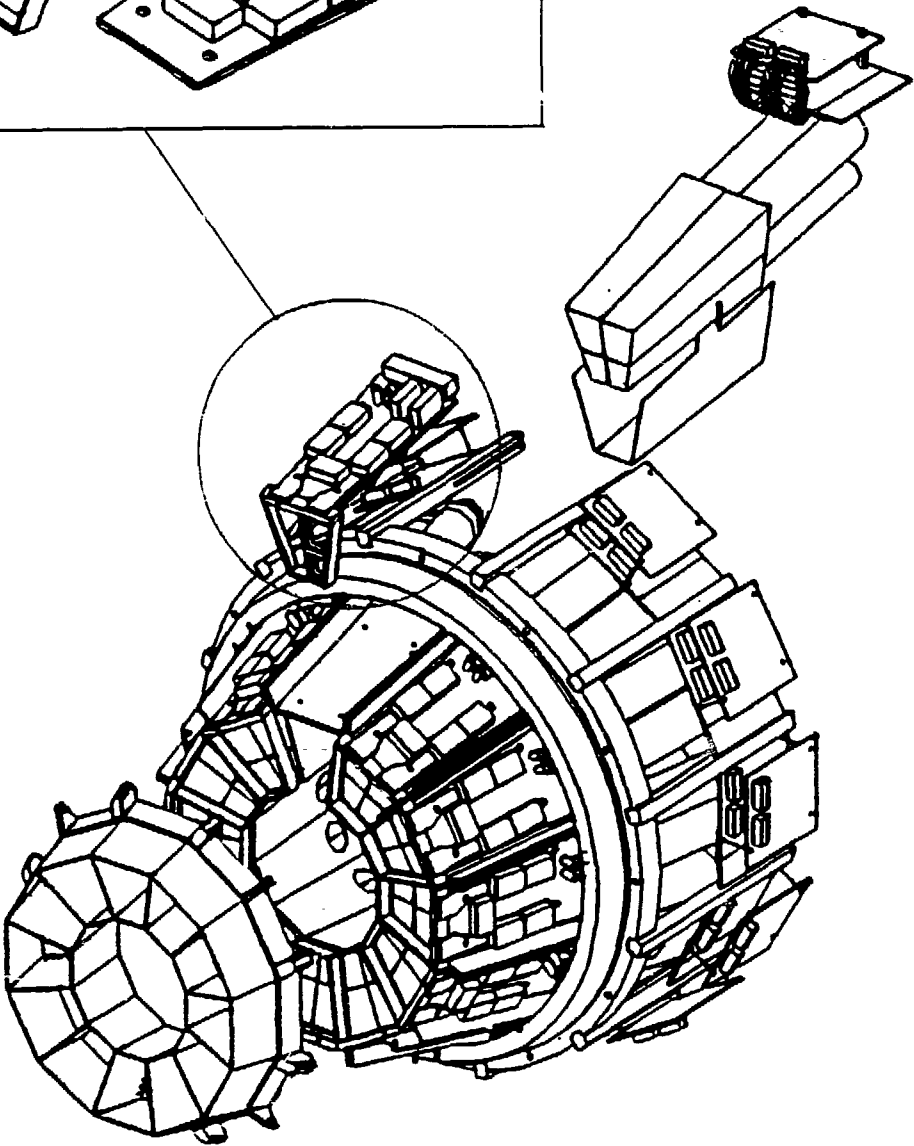


Figure 19b : Installation du Silicium et de son électronique dans la couronne 4-5.

En ce qui concerne ce dernier point, la solution couramment utilisée par INTERTECHNIQUE est le collage du Silicium dans son support. Aussi un chanfrein a-t-il été aménagé dans le boîtier pour permettre cette opération. Le collage s'effectuant à une température voisine de 150°C, le matériau utilisé lors de fabrication sera choisi en conséquence. Comme il est nécessaire qu'il soit aussi isolant (ainsi que nous le verrons dans la partie " acheminement des signaux "), la résine époxy armée a été retenue comme solution.

Etant donné l'épaisseur de cette structure, il nous a semblé bon de réaliser ce boîtier par moulage afin d'assurer à l'ensemble une bonne tenue mécanique. Son maintien à l'intérieur de la couronne, est directement lié au système permettant de passer les contacts électriques (cf le paragraphe suivant).

Acheminement des signaux.

Le Silicium est placé à l'intérieur du boîtier de façon que la surface métallisée sans interpiste (contact N+N) soit orientée côté chambre à ionisation, afin de servir d'écran électrique entre la cathode de la chambre et les zones actives du Silicium.

Du point de vue électrique, nous avons donc à véhiculer 5 signaux (4 signaux pour les zones actives et une référence pour la zone métallisée)

Les contacts sont pris directement sur la surface du Silicium (soudure à la pâte d'argent), puis, par un fin conducteur, amenés le long des parois du boîtier (figure 18b) où ce fin conducteur est à nouveau soudé. Les signaux sont alors rapportés au sommet du support du Silicium par l'intermédiaire de circuits "strip-line"* de 0.4 mm d'épaisseur, insérés dans ses parois (figures 18c et 18d). Ces strip-line, constitués de deux plans de masse encadrant les conducteurs, assurent le début du blindage des signaux qui doit se poursuivre jusqu'à la sortie de la chambre à réaction. Le passage des contacts le long des parois du boîtier justifie donc que ce dernier soit réalisé à l'aide d'un matériau isolant. Il est aussi utile de noter que l'épaisseur de 0.4 mm choisie pour les strip-line, le fut pour contribuer le moins possible à celle du support et non pas pour réaliser une parfaite adaptation en impédance, ce qui compte-tenu de la longueur des contacts et des temps de montée des signaux, n'est pas ici très important.

Des trous métallisés, dans lesquels sont soudés de fins plots métalliques, sont réalisés dans la partie supérieure de l'ensemble. On obtient ainsi 5 plots rassemblés sur une moitié du sommet du boîtier, sur lesquels on peut venir enficher, puis coller, un petit circuit en strip-line; ceci permet alors de conduire les signaux jusqu'à la carte mère sur laquelle se trouvent les préamplificateurs (figure 19a). Cette carte, fixée sur la structure support des Iodure de Césium (figure 19b), autorise aussi, en quelque sorte, le maintien des boîtiers des détecteurs Silicium. Deux plots n'assurant aucun passage électrique sont placés sur la moitié supérieure laissée libre afin de renforcer, par l'intermédiaire d'un deuxième circuit en strip-line, la tenue mécanique de l'ensemble.

* Plan de conducteurs placé entre deux plans de masse et noyé dans de la résine époxy.

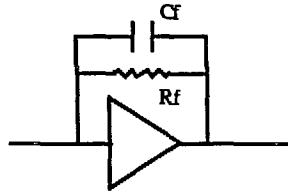
III.2 Préamplificateur.

III.2.1 Caractéristiques.

Le préamplificateur doit sa nécessité au fait que le signal émis par le détecteur au passage d'une particule est, d'une part très faible et, d'autre part possède une forme inexploitable par l'électronique de conversion de l'analogique au numérique. Il doit donc être mis sous une forme plus appropriée (c'est l'un des rôles de l'amplificateur), après avoir cependant été préamplifié.

Il existe deux catégories de préamplificateur : les préamplificateurs sensibles à un signal en tension et les préamplificateurs sensibles à une charge. Dans le cas des détecteurs au Silicium, la source se comporte essentiellement de façon capacitive et le signal fourni est proportionnel à une charge. Il conviendra donc d'utiliser, pour le cas qui nous intéresse, des préamplificateurs de charge (PAC).

Le schéma électrique équivalent adopté pour représenter le PAC est celui de la figure ci-dessous, où l'on a un amplificateur ayant un gain en boucle ouverte élevé, contre-réactionné par une cellule R-C.



La capacité de contre-réaction C_f du préamplificateur de charge fixe le gain en énergie de ce dernier. Or on désire pouvoir détecter une énergie maximale de l'ordre de 4 à 5 GeV, pour une dynamique de sortie autorisée par le PAC de 10 V. Afin de minimiser l'influence des bruits parasites pouvant être captés en sortie du PAC, il faut choisir une sensibilité la plus grande possible: 10 Volts pour 5 GeV, soit 2 mV/MeV. Cette sensibilité est liée à la capacité C_f et à la charge délivrée par le détecteur. Pour créer une paire électron-trou dans le Silicium, il faut une énergie de 3,6 eV. La sensibilité de 2 mV/MeV s'obtient avec une capacité C_f telle que :

$$C_f = \frac{10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 3,6} \approx 22 \cdot 10^{-12} \quad \text{ou encore} \quad C_f = 22 \text{ pF}$$

La valeur de la résistance R_f (10 M Ω) est fixée par les taux de comptages attendus dans INDRA. La polarisation du préamplificateur de charge se fait au travers d'une résistance placée à l'intérieur de ce dernier et dont la valeur est $R = 11 \text{ M}\Omega$ (10 M Ω + 1 M Ω dans le filtre d'entrée).

Ce préamplificateur est bipolaire, mais n'est pas symétrique en ce qui concerne les temps de montée: il est plus rapide en sortie négative (Pour une capacité de détecteur de 200pF et une sortie à -10V sous 50 Ω , le temps de montée est de 25ns). Enfin son défaut de linéarité différentielle est inférieur à $2 \cdot 10^{-4}$.

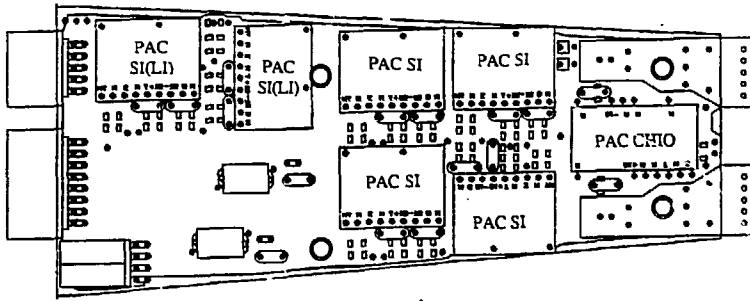


Figure 20a : La 'carte mère' avec tous ses PAC y compris ceux du Silicium-Lithium lorsqu'ils existent.

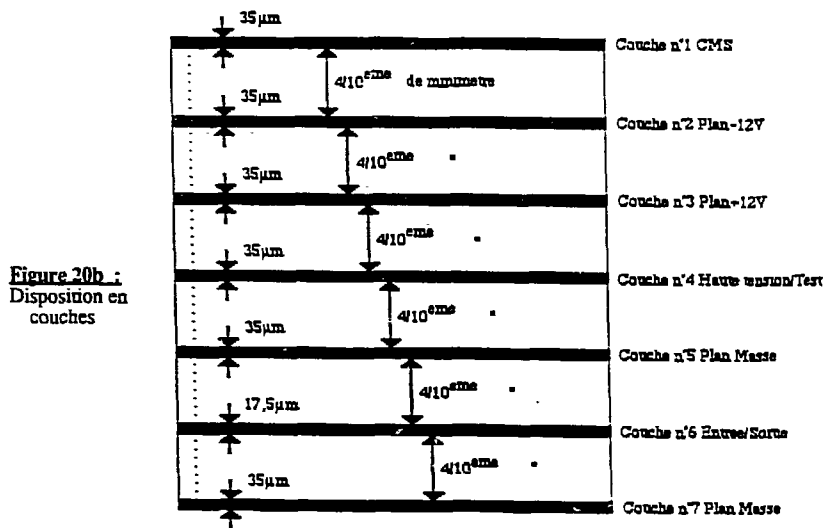


Figure 20 : Implantation des préamplificateurs de charge dans la couronne 4-5

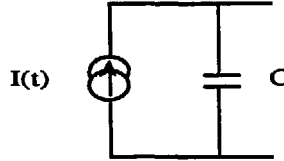
III.2.2 Implantation.

Les préamplificateurs associés aux quatre plages d'un détecteur au Silicium, à la chambre à ionisation et au Silicium-Lithium (là où ces derniers existent), sont tous regroupés sur une même carte d'électronique; appelée 'carte mère' dans le paragraphe II.1.2. Cette carte, dont la figure 20a présente une vue d'ensemble (préamplificateurs installés), a été réalisée en circuit multicouches (7 couches, figure 20b), évitant ainsi des phénomènes de diaphonie en se servant des plans de masse et des plans d'alimentation comme des écrans de blindage. La carte est vissée sur la structure servant de support aux Scintillateurs à Iodure de Césium (figure 19b)

III.3 Resolution de la chaîne préamplificateur - amplificateur.

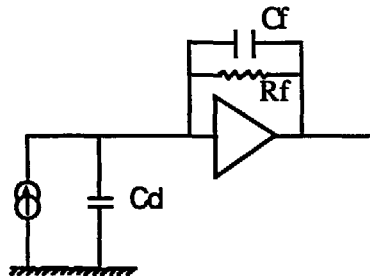
III.3.1 Détecteur et préamplificateur.

La façon la plus courante et la plus simple de représenter électroniquement un détecteur au Silicium, est de le considérer comme un générateur de courant parfait débitant sur une capacité :

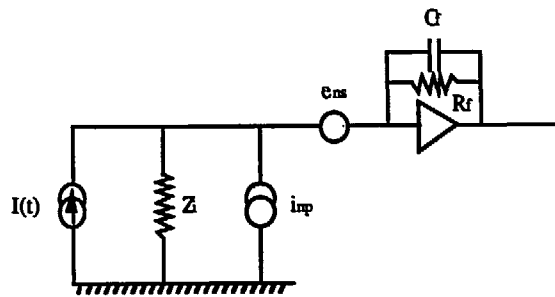


Des éléments résistifs et capacitifs peuvent être ajoutés en série ou en parallèle de ce schéma pour justifier d'un type bien précis de détecteur. Mais ces transformations influenceront essentiellement sur la forme du signal et non pas sur le bruit.

Dans leur étude du point de vue électronique, le détecteur et le PAC sont généralement indissociables. Aussi est-il usuel de les représenter associés dans le schéma suivant :



Il s'agit dans le cas présent de la détection de faibles quantités de charge provenant d'une source essentiellement capacitive et donc sans bruit (cf annexe III, §A.III.1). La source aura cependant une influence sur le bruit ramené à l'étage d'entrée du préamplificateur de charge, à cause des fluctuations du signal lui-même. En fait, pour un bon détecteur, la contribution principale du bruit (très faible) est due au courant de polarisation (bruit de grenaille). La capacité C_d du détecteur doit être couplée à la capacité d'entrée du préamplificateur C_a pour former $C_t = C_d + C_a$. En réalité cette impédance d'entrée du préamplificateur n'est ni capacitive, ni résistive⁽¹⁸⁾, mais se comporte alternativement comme l'une ou l'autre en fonction de la fréquence du signal d'entrée. Aussi appellerons-nous Z_i l'impédance totale de l'entrée du préamplificateur considéré comme parfait, vue du générateur de courant idéal que constitue le détecteur :



Le bruit total peut s'exprimer quadratiquement par l'expression :

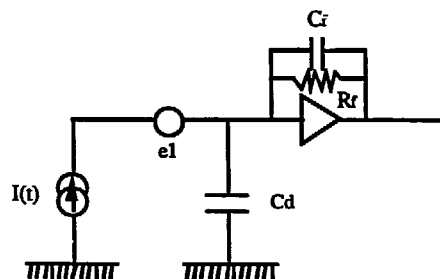
$$\overline{e_{NT}^2} = \overline{e_{NS}^2} + |Z_1|^2 \overline{i_{NP}^2}$$

où e_{NS} est le bruit série (Tension) et i_{NP} le bruit parallèle (Courant) ramenés à l'entrée du PAC.

$$C_d \text{ intervient dans } |Z_1|^2$$

Si la bande passante de l'amplificateur est centrée dans les hautes fréquences, c'est le bruit série qui domine; si par contre elle est centrée vers les basses fréquences, c'est le bruit parallèle qui joue ce rôle. L'intérêt de la décomposition en bruit série et bruit parallèle réside dans le fait que l'on peut ainsi chercher pour le bruit un optimum en fréquence, obtenu lorsque $\overline{e_{NS}^2} = \overline{i_{NP}^2}$

Ainsi le bruit ramené à l'entrée du PAC peut-il être représenté par une source de bruit unique : $\overline{e_1^2}$



Le préamplificateur utilisé étant un préamplificateur de charge, il est plus intéressant de ne plus raisonner en bruit en tension, mais plutôt en Charge Equivalente au Bruit (CEB). C'est l'amplitude d'un échelon de charge, qui appliqué à l'entrée du PAC, produirait une impulsion en sortie de la chaîne (PAC + filtre) dont l'amplitude de crête serait égale à la valeur quadratique moyenne de la tension de bruit en sortie.

Il s'agit donc de la charge qui, placée à l'entrée du PAC, fournit en sortie de celui-ci un bruit équivalent à celui qu'aurait fourni $e^{-\frac{1}{2}}$. La densité spectrale de bruit en sortie de l'ensemble détecteur + PAC sera donc :

$$\frac{B_c}{C_f}$$

Remarque : B_c est une densité spectrale, à ne pas confondre avec $\sqrt{B_c^2}$ qui est la valeur quadratique moyenne que l'on appelle couramment Charge Equivalent au Bruit (CEB), ainsi que nous le verrons dans le paragraphe suivant.

Considérons à présent la chaîne dans sa totalité : Détecteur + PAC + Amplificateur. Si l'amplificateur est parfait, c'est-à-dire non bruyant, ce dernier peut être considéré comme une simple fonction de filtrage et d'amplification. Soit K le gain en tension de la fonction d'amplification et $G_f (<1)$ le gain en tension du filtre associé. En effet le préamplificateur de charge fournit en sortie un signal dont le temps de montée (50ns) et le temps de décroissance (200µs) sont respectivement très rapide et très lent vis à vis de la constante de filtrage de l'amplificateur fixée à environ 1µs. Le signal de sortie du PAC se comporte donc pour l'entrée de l'amplificateur, en première approximation, comme un échelon de tension. On considérera ici le mode de conversion numérique couramment utilisé : codage de l'amplitude du signal en sortie de l'amplificateur. Celui-ci se fait en tenant compte de l'atténuation du signal par la mise en forme du filtre. C'est cette atténuation qui correspond au gain spécifique de la fonction de filtrage (G_f) présenté ci-dessus est, en fait, défini par la relation :

$$G_f = L^{-1}\left(\frac{H(P)}{P}\right)$$

où H est la fonction de transfert du filtre, $H(P)$ sa transformée de Laplace et L^{-1} la transformée de Laplace inverse.

Le gain total G_a de l'amplificateur, considéré comme l'assemblage d'un étage de pure amplification et d'un étage de filtrage, (celui donné par le constructeur est tel que $G_a = K.G_f$).

La densité spectrale de bruit en sortie sera :

$$B_T = \frac{B_c}{C_f} K G_f = \frac{B_c}{C_f} G_a$$

Les performances au bruit ne sont donc conditionnées que par le PAC, G_a intervenant simplement comme facteur de normalisation.

La valeur quadratique moyenne sera :

$$\overline{B_T^2} = \int_0^\infty \frac{B_C^2}{C_f^2} K^2 G_f^2 |H(j\omega)|^2 df$$

soit encore, en considérant B_T indépendant de la fréquence (bruit blanc):

$$\begin{aligned} \overline{B_T^2} &= \frac{B_C^2}{C_f^2} K^2 G_f^2 \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df \\ \overline{B_T^2} &= \frac{CEB^2}{C_f^2} K^2 G_f^2 \end{aligned}$$

avec :

$$CEB^2 = \int_0^\infty B_C^2 |H(j\omega)|^2 df$$

où CEB est la valeur quadratique moyenne de B_T ou charge équivalente au bruit. Cette dernière est donnée par des valeurs intégrant la fonction de filtrage associée au préamplificateur (cf Annexe III).

Les caractéristiques en bruit des préamplificateurs de charge réalisés pour INDRA sont les suivantes :

La charge équivalente au bruit a été mesurée, pour une constante de filtrage de 1 μ s, à 4 KeV (FWHM), soit 1,7 KeV (RMS) ou bien encore environ 470 électrons (RMS) (se référer à l'annexe III, § A.III.3, pour la signification de ces différentes unités). L'accroissement du bruit en fonction de la capacité du détecteur se fait de façon linéaire, à raison de 50 eV (FWHM) par pF, soit à peu près 6 électrons (RMS) par pF.

Enfin, la bande équivalente de bruit du filtre associé au préamplificateur est de l'ordre de 240 KHz.

Toutes ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un amplificateur Ortec 472, pour une constante de filtrage d'1 μ s, par des comparaisons entre la chaîne prise dans sa totalité (codeurs inclus) et la chaîne privée du PAC.

Les mesures nous permettent de constater que le bruit du préamplificateur est inférieur aux résolutions les plus basses exigées par INDRA (de l'ordre de 100 KeV (FWHM)). Les caractéristiques classiques du PAC (cf. §III.2.1) étant par ailleurs elles aussi très satisfaisantes, nous pouvons donc considérer le préamplificateur comme parfaitement adapté à nos besoins.

III.3.2 amplificateur.

Si l'on tient compte désormais du bruit de l'amplificateur, ce dernier ayant généralement un gain variable, le bruit ramené à son entrée évoluera en fonction de ce gain. Si $\overline{e_2^2}$ est la valeur quadratique moyenne de la tension de bruit et si G_a est le gain en tension de l'amplificateur, on peut écrire :

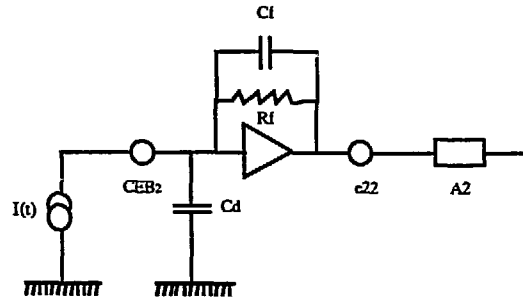
$$\overline{e_2^2} = \overline{e_2^2}(G_a)$$

Il faut noter que la valeur quadratique de bruit des amplificateurs, $\overline{e_2^2}$, est usuellement fournie en fonction de la fréquence de coupure du filtre et par conséquent, de façon analogue à la charge équivalente de bruit donnée pour les préamplificateurs, elle tient compte du facteur de filtrage (cf Annexe III).

En témoignent les caractéristiques suivantes concernant l'amplificateur Enertec 7129 en position unipolaire, prises pour une fréquence de coupure de $1\mu S$:

Gain fin	Gain gros	tension de bruit
12	256	$3,5\mu V$
12	64	$3,6\mu V$
12	16	$3,9\mu V$
12	4	$7\mu V$
12	1	$20\mu V$
3	1	$80\mu V$

Le schéma équivalent au bruit devient :



La densité spectrale de bruit de l'ensemble obtenue en bout de chaîne est, en somme quadratique:

$$B_T = \sqrt{\frac{B_C^2}{C_f^2} K^2 G_f^2 + \overline{e_2^2}(G_a) K^2 G_f^2}$$

La valeur quadratique moyenne de bruit sera :

$$\overline{B_T^2} = \left(\frac{CEB^2}{C_f^2} + \overline{e_2^2}(G_a) \right) G_a^2$$

avec :

$$\overline{e_2^2(G_a)} = \int_0^\infty e_2^2(G_a) |H(j\omega)|^2 df$$

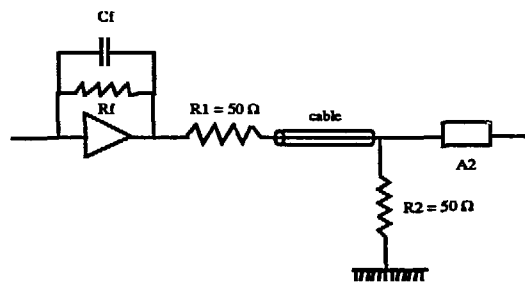
$$\overline{e_2^2(G_a)} = e_2^2(G_a) \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df \quad \text{pour un bruit blanc}$$

Le signal obtenu en sortie du PAC à partir d'une charge Q_s délivrée par la source sera :

$$S_T = \frac{Q_s}{C_f}$$

En fait, ce signal est atténué par rapport à cette expression théorique pour deux raisons :

* la première est l'introduction entre le préamplificateur et l'amplificateur, d'un "pont diviseur" servant à adapter la longueur de câble les séparant.



La résistance R_2 introduit en outre un bruit supplémentaire en réaction sur la capacité d'entrée de l'amplificateur; mais ce dernier n'est pas très important et nous n'en tiendrons pas compte. Appellons k le coefficient d'atténuation causé par ce "pont diviseur".

* la deuxième, est la mise en forme du signal par l'amplificateur qui a pour conséquence, lors du filtrage, d'atténuer le signal de sortie. Cette atténuation dépend du gabarit spécifique du filtre utilisé. Nous y avons déjà fait allusion au début de ce paragraphe : il s'agit de G_f et est donc pris en compte dans G_a . Pour un filtre de type CR-RC, c'est-à-dire composé d'une cellule de différentiation et d'une cellule d'intégration, G_f est de 0,368.

Le signal en sortie du PAC prend alors la valeur quadratique moyenne :

$$\overline{S_T^2} = \frac{k^2 G_a^2}{C_f^2} \overline{Q_s^2}$$

Quant au bruit, seul celui du PAC sera affecté par le pont diviseur, il devient :

$$\overline{B_T^2} = \left(\frac{CEB^2}{C_f^2} k^2 + \overline{e_2^2(G_a)} \right) G_a^2$$

la résolution de la chaîne s'écrit :

$$R^2 = \frac{\overline{B_T^2}}{\overline{S_T^2}}$$

soit encore :

$$R^2 = \frac{CEB^2}{Q_s^2} + \frac{\overline{e_2^2(G_a)} C_f^2}{k^2 Q_s^2} \quad (1)$$

La formule (1) permet d'appréhender comment les deux étages (préamplificateur et amplificateur) contribuent à la résolution de la chaîne via leurs bruits propres : en effet, alors que le bruit du préamplificateur intervient seul, celui de l'amplificateur intervient couplé à la capacité de contre réaction fixant le gain du préamplificateur.

III.3.2.1 Cas d'une chaîne classique.

Lorsque l'on considère les chaînes d'analyse habituellement utilisées, le gain des préamplificateurs est élevé en raison des énergies plus faibles que l'on cherche à détecter. La capacité C_f de ces préamplificateurs est faible, permettant donc de doter ces derniers d'une plus grande sensibilité. La formule (1) montre que la contribution $\overline{e_2^2(G_a)} C_f^2$ de l'amplificateur est atténuée par la petite valeur de C_f , par rapport à celle apportée par CEB^2 pour le préamplificateur. En outre, le gain des amplificateurs utilisés est lui aussi très grand.

Or, en première approximation, l'expression $\overline{e_2^2(G_a)}$ est une fonction décroissante de G_a . Ainsi la conjonction de C_f faible et G_a grand fait que généralement :

$$\frac{CEB^2}{Q_s^2} \gg \frac{\overline{e_2^2(G_a)} C_f^2}{k^2 Q_s^2} \quad (2)$$

soit encore :

$$R = \frac{CEB^2}{Q_s^2} \quad (3)$$

La relation (3) met donc en évidence le fait qu'il est inutile, dans une chaîne classique, de fournir un effort de réalisation trop important concernant l'amplificateur (typiquement, les composants utilisés pour ce dernier, ont une densité spectrale de bruit série de l'ordre de 200 nV/√Hz). Seul le bruit du préamplificateur sera primordial; aussi fait-on porter cet effort sur celui-ci.

III.3.2.2 Cas de la chaîne associée à INDRA.

Les préamplificateurs sont ici fabriqués tout spécialement pour le multidétecteur. Fort de l'expérience des chaînes classiques, les préamplificateurs sont donc réalisés de façon à présenter un bruit aussi petit que possible (les caractéristiques présentée au § III.3.1 en attestent). Par contre, la singularité d'INDRA dans son acceptance en grandes dynamiques, a conduit à doter ces préamplificateurs de gains très faibles et donc d'une capacité de contre-réaction C_f beaucoup plus grande que précédemment. Il s'en suit que le bruit de l'amplificateur se met à jouer un rôle bien plus important que dans une chaîne classique, rôle encore accru par le fait que le gain de celui-ci doit être lui aussi très faible.

La relation (2) ne peut plus être considérée comme vraie, et la résolution R se trouve augmentée. Pour éviter une telle dégradation de la chaîne d'électronique, il faut donc d'être très vigilant dans le choix des amplificateurs à employer. En particulier, la majorité de ceux qui sont actuellement utilisés, ont une qualité, vis à vis du bruit, nettement insuffisante. Si l'on désire faire en sorte que la chaîne d'analyse puisse être à la hauteur des exigences du multidétecteur, il faut concevoir des amplificateurs spécifiques à INDRA, pour lesquels un effort particulier doit être fait au niveau du bruit.

Prenons l'exemple d'une chaîne composée d'un détecteur au Silicium, d'un PAC conçu pour INDRA et d'un amplificateur classique (le 7129 d'ENERTEC).

La capacité du détecteur a pour valeur :

$$C(\text{pF}) = 106 \frac{A(\text{mm}^2)}{d(\mu\text{m})}$$

où A est la surface du détecteur et d la profondeur de la zone désertée. Avec un détecteur totalement déserté, d est égal à l'épaisseur du détecteur (Pour INDRA, $d=300 \mu\text{m}$).

Pour un détecteur de taille moyenne par rapport à l'ensemble des détecteurs prévus dans INDRA (c'est-à-dire pour une surface d'environ 600 mm^2), la capacité est de 200 pF .

La résolution du préamplificateur vaut alors :

$$50 \text{ eV/pF} \times 200 + 4 \text{ KeV} = 14 \text{ KeV (FWHM)}$$

soit encore, environ 1655 électrons (RMS) (cf annexe III, §A.III.3 pour la conversion).

Le bruit en sortie de la chaîne d'analyse a pour expression :

$$\left(\sqrt{\frac{\text{CEB}^2}{C_f^2} k^2 + e_a^2 G_a} \right) G_a$$

$$\sqrt{\frac{\text{CEB}^2}{C_f^2} k^2}$$

est égal à $6 \mu\text{V}$ pour un coefficient de la cellule d'adaptation $k=0,5$. En effet la charge équivalente au bruit, CEB, doit être prise en nombre d'électrons, puis convertie en charge en utilisant la constante de Coulomb : $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Ce qui donne donc le calcul suivant :

$$\sqrt{\frac{CEB^2}{C_f^2} k^2} = \frac{CEB}{C_f} k = \frac{1655 \times 1,6.10^{-19}}{22.10^{-12}} \times 0,5 = 6\mu V \text{ (RMS)}$$

Ce résultat est à comparer à celui donné dans le tableau du paragraphe III.4 concernant $e_2(G_a)$: $80\mu V$ avec $1\mu s$ de fréquence de coupure et un gain de 3. Pour obtenir la résolution globale il faut sommer quadratiquement ces deux bruits :

$$\sqrt{(80\mu V)^2 + (6\mu V)^2} = 80,22\mu V \text{ (RMS)}$$

La sensibilité du préamplificateur de charge ne peut plus être prise égale à $2mV/MeV$, compte-tenu de la cellule d'adaptation qui atténue d'un facteur deux le signal. Il faut donc prendre une sensibilité de $1mV/MeV$, ce qui nous conduit à une résolution d'environ 80 KeV (RMS), soit encore **188 KeV (FWHM)**.

L'apport de bruit d'un élément classique tel que l'amplificateur 7129 est déjà beaucoup trop important pour un gain qui n'est pas encore aussi petit que voulu. Il est en effet indispensable, en raison de l'énergie maximale détectée par INDRA, d'avoir un gain égal à 1. Pour parvenir à ce résultat, il faudrait atténuer le signal, à l'entrée de l'amplificateur, d'un facteur 3 à fin d'éviter de saturer ce dernier. Le coefficient k deviendrait égale à $0,5 \times 1/3$; on trouverait donc un bruit du au préamplificateur de $1,7\mu V$ (RMS). Le tableau du paragraphe III.4 ne nous permet pas d'avoir dans le cas présent le bruit de l'amplificateur. Aussi pour déterminer la résolution globale de l'ensemble doit-on effectuer une correspondance : puisque $1,7\text{ mV}$ donnent une résolution de 14 KeV , la somme quadratique de ces $1,7\mu V$ et des $80\mu V$ de l'amplificateur conduisent à une résolution de l'ordre de **660 KeV (FWHM)**. Un tel résultat condamne sans appel les amplificateurs de "type classique".

Abordons le raisonnement en sens inverse et supposons à présent que la chaîne dans son ensemble parvienne à une résolution de **100KeV (FWHM)**. Convertie en tension de bruit, cette valeur devient : $43\mu V$ (RMS). Le bruit auquel doit satisfaire l'amplificateur devra donc être :

$$\sqrt{43^2 - 6^2} = 42\mu V \text{ (RMS)}$$

La bande équivalent de bruit du filtre associé au préamplificateur est de l'ordre de 240 KHz (cf § II.2.1), ce qui donne une densité spectrale de bruit de l'ordre de **85 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$** .

La densité spectrale calculée ici correspond à une densité spectrale de bruit totale ramenée à l'entrée de l'amplificateur. En effet, ainsi que nous l'avions exposé précédemment dans le paragraphe III.3.1, notre but est d'effectuer un raisonnement global sur le bruit et non pas de distinguer bruit série et bruit parallèle. Ce dernier n'a d'ailleurs pas d'intérêt pour nous puisque le filtre lié à l'amplificateur est déjà optimisé en fréquence.

III.4 Chaîne électronique de traitement du signal et codage.

Les premiers éléments de la chaîne d'électronique ont été exposés dans les paragraphes précédents : il s'agit du préamplificateur et des critères de résolution de l'amplificateur. La chaîne complète comporte également une voie logique (amplificateur rapide et discriminateur), un codage analogique numérique et une visualisation des signaux par un système de multiplexage (figure 21). Sans entrer dans les détails, nous allons insister sur les points qui diffèrent des chaînes classiques habituellement associées au Silicium.

III.4.1 Codage en charge.

La technique de codage usuelle est celle du codage en amplitude. Comme son nom l'indique, cette méthode consiste à prendre l'amplitude du signal fourni à l'entrée du codeur comme base pour numériser celui-ci. L'un des inconvénients de ce procédé est d'introduire une limitation en dynamique ($\approx 1/100^{\circ}$) due à des valeurs de seuil bas trop importantes pour les codeurs dont nous disposons. On s'affranchit habituellement de ce problème en utilisant deux amplificateurs ayant des gains différents.

Considérons à présent la deuxième technique de codage : le codage en charge. La méthode consiste à intégrer la surface du signal pendant une durée fournie par une "porte en temps" égale à la largeur de ce dernier. Cette surface sert de base à la numérisation du signal, et l'on comprend tout de suite que, ce faisant, on ne soit pas inquiet par des problèmes de seuil comme c'était le cas dans le codage en amplitude. C'est pourquoi nous nous sommes orientés vers ce type de codage, choix d'ailleurs conforté par l'analyse qualitative suivante.

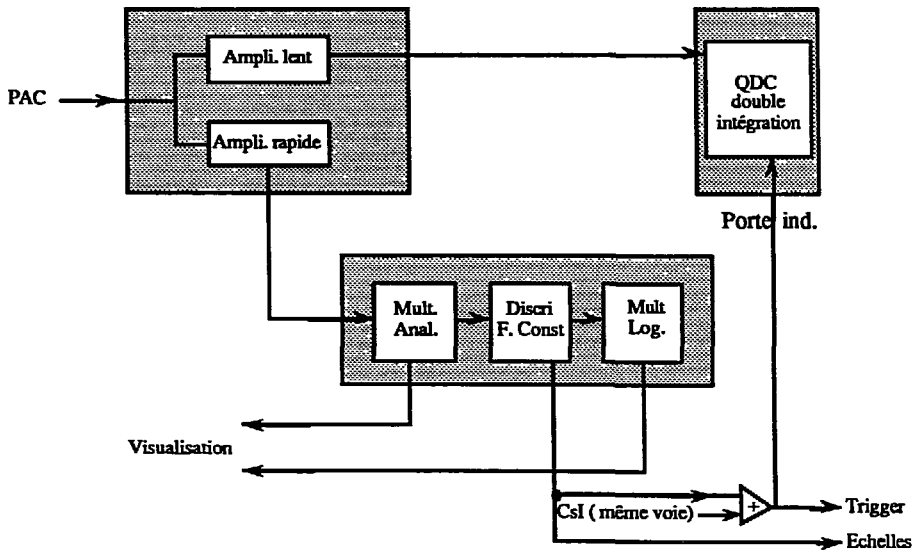


Figure 21

En effet, la porte en temps, utilisée pour délimiter le domaine d'intégration, est, en première approximation, convoluée avec la réponse du filtre, contribuant ainsi à une intégration supplémentaire de constante équivalente à celle de la durée de cette porte. On diminue alors les constantes de temps de l'amplificateur pour avoir une porte pas trop grande et obtenir un temps d'intégration raisonnable^(19,20). Des essais réalisés à Saclay sur des Chambres d'Ionisation ont montré que la résolution obtenue est du même ordre de grandeur que dans le cas d'un codeur d'amplitude. Les essais sur faisceau des éléments formant un quart de la couronne 4-5 viennent confirmer ces propos par l'analyse des qualités de résolution en séparation en Z dans les matrices d'indentification E- ΔE (cf ci-dessous § III.5).

Intéressons-nous maintenant à la résolution du codage. Si on considère une énergie maximale de 4 GeV, en codant sur 16bits on obtient une résolution d'environ de 61 KeV/Canal, ce qui est juste l'ordre de grandeur de la résolution désirée. En outre, utiliser un codeur de charge dans ces conditions est techniquement difficile à réaliser, non seulement en raison du codage lui-même (problème de linéarité différentielle...), mais aussi en raison de la nécessité, pour minimiser les coûts, d'utiliser un multiplexage après l'intégrateur (on cherchera en effet à utiliser un codeur pour un ensemble de voies, étant donné le nombre important de ces dernières). Nous avons donc décidé d'employer une méthode couramment utilisée en physique des particules pour couvrir des grandes dynamiques : celle du double codage sur une même voie avec des gains différents entre ces deux intégrations^(21,22,23).

A partir d'une voie de signal on obtient donc deux voies de codage de gains différents et une numérisation sur 12 bits pour chacun.

Considérons l'exemple suivant :

supposons que le rapport de gain entre les deux voies soit égal à 20. Si la première voie code 1MeV/canal, cette voie couvrira une plage allant de quelques MeV (quelques canaux de bruit de fond) à environ 4 GeV (4095 MeV exactement). La deuxième voie codera alors 50 KeV/canal, allant ainsi de quelques centaines de KeV (bruit de fond) à environ 200 MeV (205 exactement).

Les critères de réalisation d'INDRA nous contraignent à avoir une résolution de l'ordre du pour cent pour les moyennes et hautes énergies; quant aux basses énergies, une résolution de 50 KeV est jugée suffisante. Aussi, en revenant sur les considérations précédentes, constate-t-on que la voie de faible gain, de ≈ 0 à ≈ 200 MeV, donne une résolution de 50 KeV, et que la voie de fort gain permettra d'avoir une résolution meilleure que le pour cent au dessus de 100 MeV. On a donc, de la sorte, satisfait à la fois au recouvrement des deux domaines (nécessaire pour suivre une même ligne de Z avec 2 codages ΔE différents) et aux critères en résolution imposés par INDRA.

III.4.2 Voie logique et mode de fonctionnement asynchrone.

A chaque voie Silicium est associé un discriminateur qui sert à la sélection des événements réalisés par le Trigger (c'est la voie rapide ou encore appelée voie en temps). Il faut alors en sortie de l'amplification fournir une impulsion à cette voie : ceci nécessite l'emploi d'un amplificateur rapide. Plutôt que d'avoir recours à un discriminateur à "seuil" qui entraînerait des fluctuations en temps et, par conséquent, de grandes difficultés à corrélérer les signaux, nous utilisons un discriminateur de type "fraction constante". Bien que dans INDRA ne soit effectué aucune mesure de temps, les faibles fluctuations de ce dernier justifient notre choix.

La différence apportée dans la chaîne d'INDRA, par rapport aux chaînes classiques, vient du fonctionnement "asynchrone" de celle-ci. En effet, dans le mode de fonctionnement dit "classique", l'ouverture des codeurs ne se fait qu'après la décision de la sélection des événements par le Trigger. En ce qui concerne INDRA, si l'on désire élaborer dans le Trigger des sélections tenant compte des temps de vol très différents dus à l'acceptance en dynamique désirée, ceci peut conduire à des temps de réponse du Trigger très importants (jusqu'à 300 ou 400 ns dans des cas extrêmes). Pour s'affranchir de cette limitation on a donc recours au fonctionnement asynchrone dont le principe est le suivant :

la figure 22 (p68) présente le chronogramme de ce mode. Chaque voie de détection fournit un signal logique rapide qui est envoyé vers le Trigger. Dans le codeur, ce signal déclenche une porte d'intégration du signal analogique associé (fonctionnement dit en "portes individuelles"). Si le Trigger ne fournit pas de réponse (VALID) en phase avec la prise en compte de ce signal, la voie de codage se remet à zéro (voie I). Par contre, si le Trigger fournit une information VALID en phase avec sa prise en compte, la voie est conservée (voie J). D'autre part, le Trigger empêche (INHCOD) toute nouvelle voie de codage lorsque sa réponse est positive (voie K). L'intérêt du mode asynchrone est de réaliser des coïncidences à postériori (le Trigger n'ouvre pas les codeurs, mais au contraire vient les valider) et de conduire à ne conserver que les codeurs intéressés par l'événement (report implicite du pattern dans les codeurs, ce qui évite sa génération et sa lecture au niveau du Trigger). On peut ainsi attendre 1µs tout en n'augmentant pas le temps mort général, puisque les voies de détection ne sont occupées individuellement que pendant la durée de leur temps mort propre. Néanmoins, il faut s'assurer que les discriminateurs de toutes les voies ont un fonctionnement correct car seule est prise en compte une voie dont le discriminateur a été déclenché.

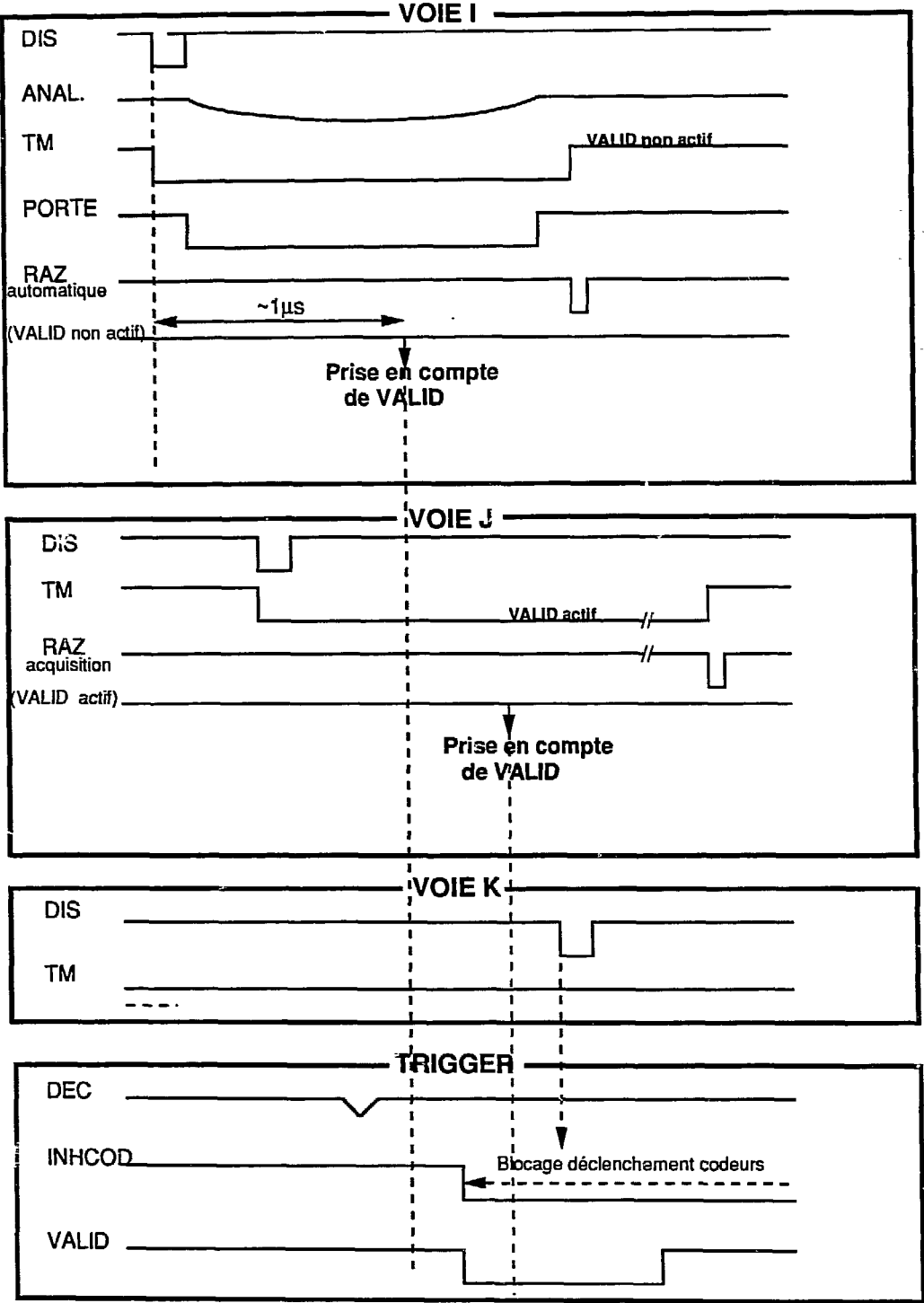


Figure 22 : Chronogramme du mode de fonctionnement asynchrone des différentes voies de codage

III.4.3 Standard des modules et visualisation des signaux.

Le grand nombre de voies d'INDRA impose de placer la quasi-totalité de l'électronique dans la salle où arrive le faisceau. Il faut alors utiliser des modules de forte densité, aux réglages complètement informatisés, et prévoir des accès en multiplexage aux principaux signaux pour une visualisation et un contrôle à distance.

En ce qui concerne l'électronique associée au Silicium, elle se décompose en trois groupes de fonctions réalisées dans trois modules distincts (figure 21) :

- **L'amplification** : les amplificateurs lents (mise en forme et filtrage avant codage) et rapides (mise en forme pour le discriminateur) sont en standard CAMAC. Chaque module comporte 8 voies. Le standard CAMAC est utilisé uniquement pour la télécommande des réglages de gain.
- **La voie logique** : les discriminateurs seront à fraction constante afin de minimiser les fluctuations en temps au niveau du "Trigger" et seront réalisés dans le standard VXI avec 48 voies par module. Les seuils seront réglés indépendamment, mais avec un seul réglage pour la largeur de sortie. C'est dans ces modules que sera placée la fonction de multiplexage pour la visualisation des signaux analogiques (entrée des discriminateurs) et logiques (sortie des discriminateurs).
- **Le codage** : les modules de codage réalisés également en VXI comporteront 32 voies doubles par module en mode asynchrone avec une entrée analogique par voie (issue de l'amplificateur) et logique (issue du discriminateur ou d'un regroupement en OU avec le discriminateur du CsI associé à la voie Silicium considérée).

La norme CAMAC est bien connue en physique nucléaire; quant au standard VXI, il s'agit des modules de la plus grande taille (format D). Notre propos étant limité à une présentation succincte de la chaîne électronique, nous n'entrerons pas ici dans les détails de la norme VXI elle-même ⁽²⁴⁾ et de son application en physique nucléaire qui fait l'objet d'une harmonisation en cours à l'IN2P3 entre différents projets (INDRA, EUROGAM, DEMON).

III.5 Premiers résultats expérimentaux.

Le but de ses premiers tests est de contrôler que les performances des détecteurs sont conformes aux prévisions et d'observer d'éventuels phénomènes de couplage pouvant intervenir d'une voie de détection sur l'autre.

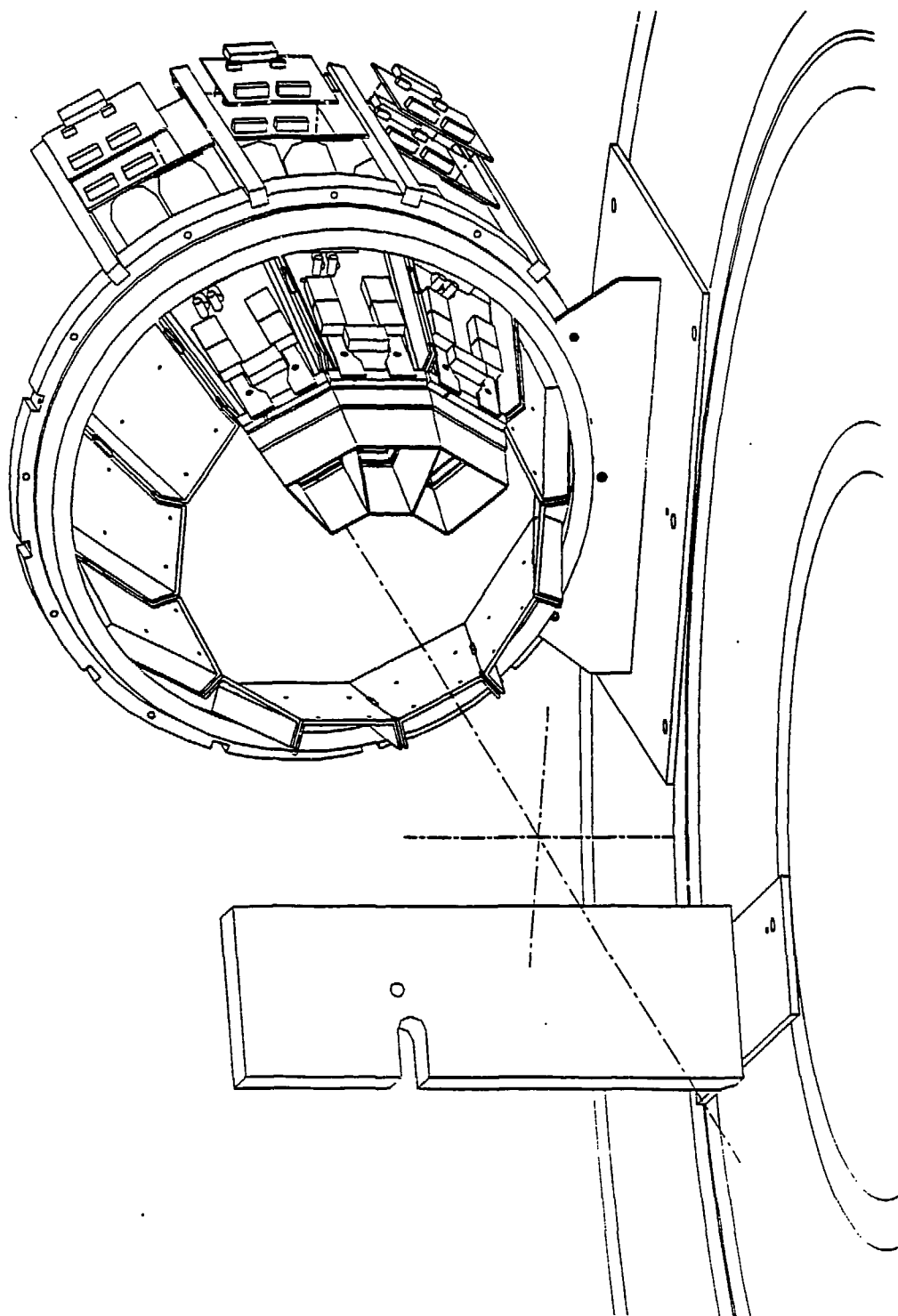


Figure 23 : Dispositif expérimental

III.5.1 Dispositif expérimental.

La couronne 4_5 a été équipée avec 1/4 de ses éléments, c'est-à-dire trois Chambres d'ionisation, trois Silicium à quatre plages, et trois blocs de quatre CsI. Ces trois ensembles ont été placés de manière contigüe afin de pouvoir mettre en évidence les phénomènes de couplage (figure 23).

Une chambre à réaction a été spécialement conçue pour recevoir INDRA. Mais elle ne sera disponible qu'au début 91. Aussi l'expérience fut-elle réalisée dans une salle du GANIL, sur une ligne de faisceau banalisée : la chambre à réaction "Cyrano".

Il était important durant cette expérience de pouvoir :

- s'assurer de la possibilité, pour les éléments d'INDRA, d'identifier les particules jusqu'à $Z = 30$
- explorer les CsI en particules légères.

Nous avons donc choisi d'envoyer un faisceau de $^{84}\text{Kr}_{36}$ de 60 MEV/A (soit 5040 MeV) sur des cibles d'Al et d'Au.

Enfin, dans sa position normale, la couronne 4-5 se situe entre les angles $\theta=7^\circ$ et $\theta=14^\circ$. En fait, elle fut placée sur un bras tournant (figure 23), lui permettant d'être amenée à petits angles et de bénéficier ainsi des événements de diffusion élastique. Ces derniers fournissent une référence en énergie et l'assurance que la couronne puisse "voir" des particules de Z suffisamment élevé. Un deuxième bras tournant amène un diaphragme épais, en plomb, dans lequel un orifice a été aménagé de façon à permettre de masquer tous les détecteurs à l'exception d'un seul et étudier ainsi la diaphonie.

Nous ne nous intéresserons par la suite qu'aux résultats relatifs au Silicium. Nous considérerons cependant le couple CsI-Si afin d'étudier la séparation en Z dans les matrices E- ΔE . Pour ce faire, le bord intérieur de l'ensemble de détection sera amené à $2,5^\circ$ soumettant ainsi les Silicium et les CsI de la couronne 4 à la diffusion élastique. Cette dernière dépose 840 MeV dans $300\mu\text{m}$ de Silicium et servira à normaliser l'énergie.

III.5.2 Identification en Z .

Nous allons ici juger de la qualité de séparation en Z du Silicium dans le spectre $\Delta E(\text{Si})$ - $E(\text{CsI})$. En ce qui concerne l'électronique (amplificateurs, codeurs), tout a été réglé de façon à avoir 2,5 GeV de gamme, nous éloignant ainsi des conditions classiques d'utilisation qui auraient consisté à prendre les 840 MeV de la diffusion élastique pour toute l'étendue de la gamme, mais nous rapprochant des conditions de fonctionnement d'INDRA (environ 4 GeV de gamme). Nous avons travaillé avec des codeurs 12 bits, c'est - à - dire sur 4095 canaux, plaçant ainsi la diffusion élastique aux environs du canal 1400.

Dans notre montage sans brique de plomb, seuls les détecteurs II.1 et II.4 voient cette diffusion (figure 24).

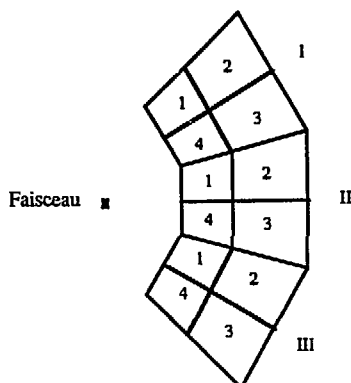


Figure 24: Numérotation des Silicium utilisée pour l'expérience

Une voie (Silicium II.1) est équipée d'un amplificateur classique suivi d'un codeur d'amplitude (AD 812F), et l'autre, d'un amplificateur classique lui aussi, mais ayant une sortie négative, suivi d'un codeur de charge. Les gains sont pris équivalents sur les deux chaînes. Le codeur à portes indépendantes QDC 1612F, développé pour les détecteurs BaF2 de TAPS*, a du être modifié pour accepter les niveaux de sortie de l'amplificateur : les deux gammes d'intégration ont été portées à 64 nC et 4 nC; une porte de même valeur ($\approx \mu s$) a été utilisés sur ces deux voies de codage associées à une entrée unique.

Nous obtenons ainsi deux matrices (figures 25 et 26) qui donnent qualitativement le même résultat. Sur ces matrices nous n'avons représenté que la moitié de la gamme en énergie (canal 2047), les autres canaux ne contenant aucune information. Le codage en charge et le codage en amplitude semblent donner, à peu de chose près, le même résultat.

Intéressons-nous à présent au bas de ces deux spectres (c'est-à-dire aux faibles énergies déposées dans le Silicium). Nous observons une coupure dans la matrice du codeur d'amplitude. Choisissons alors d'examiner de plus près cette région en prenant une précision maximale sur l'axe du Silicium (256 canaux). Nous obtenons les matrices des figures 27 et 28. La matrice concernant le codeur d'amplitude (figure 27) nous indique que la coupure a lieu au environ du canal 70; la traine se trouvant en dehors de cette limite est due au déclenchement de l'allongeur en dessous de son seuil réel de codage.

Nous sommes donc parvenu au bout des possibilités du codeur d'amplitude, ce qui n'est pas le cas du codeur de charge si l'on s'en réfère à la matrice de la figure 28. Sur cette même voie de codage en charge, considérons à présent le grand gain (cf § IV.1).

* Le QDC 1612F est un module CAMAC 8 voies de double codage en charge développé par le GANIL et l'ISN de Grenoble.

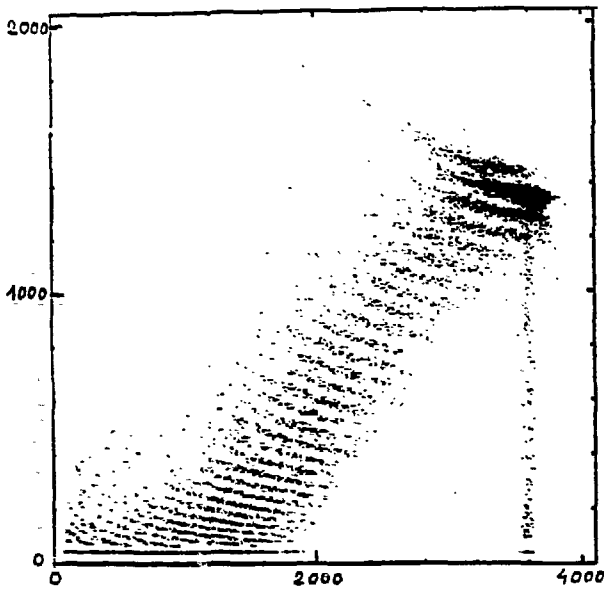


Figure 25 : Matrice d'identification E(CsI)-ΔE(Si)
avec codeur d'amplitude

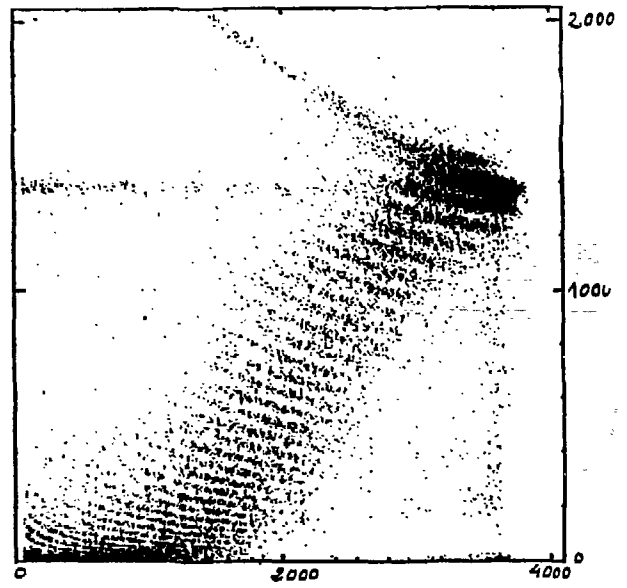


Figure 26 : Matrice d'identification E(CsI)-ΔE(Si)
avec codeur de charge (petit gain)

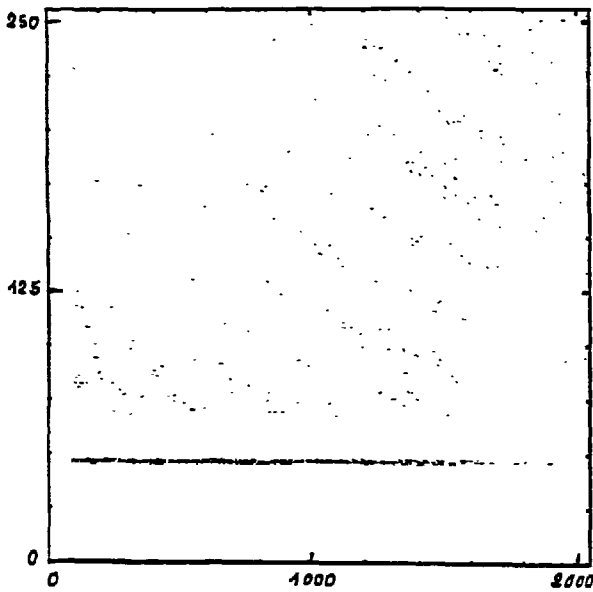


Figure 27 : Matrice d'identification E(CsI)-ΔE(Si)
avec codeur d'amplitude
résolution maximale sur 256 canaux

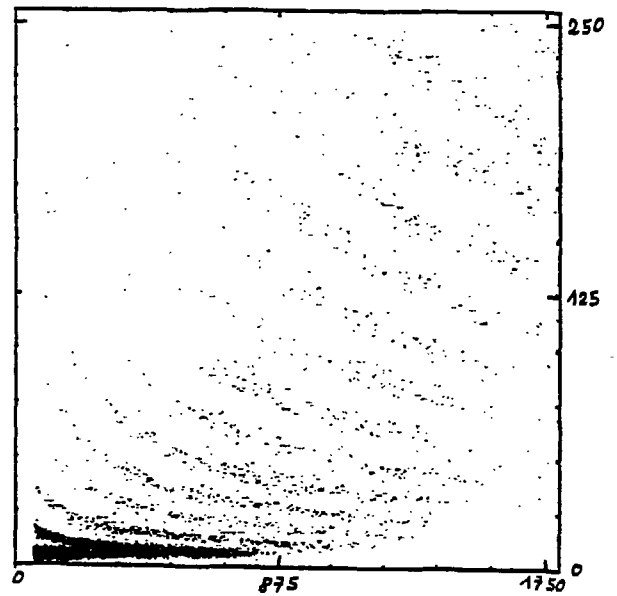


Figure 28 : Matrice d'identification E(CsI)-ΔE(Si)
avec codeur de charge (petit gain)
résolution maximale sur 256 canaux

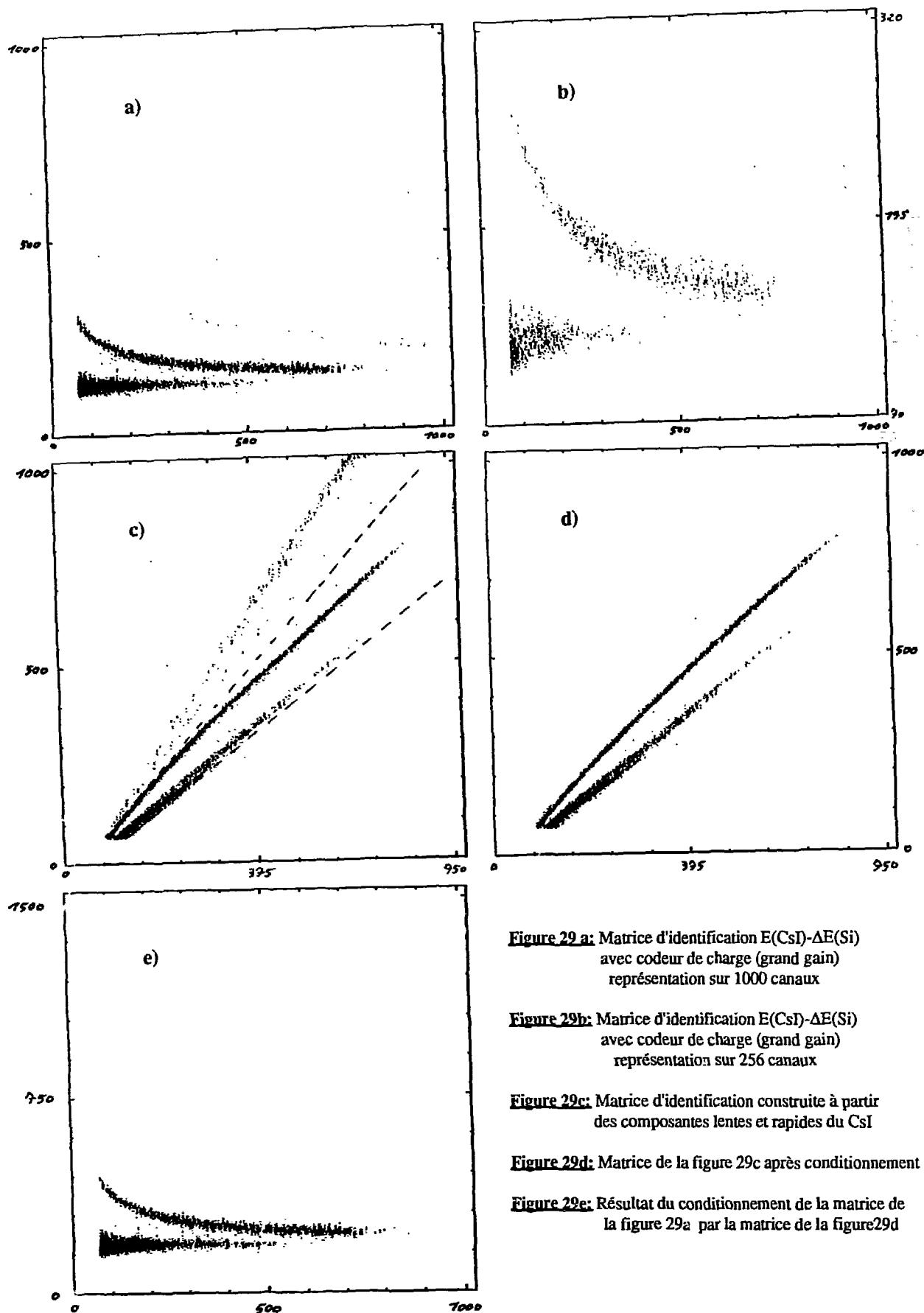


Figure 29a: Matrice d'identification $E(\text{CsI})-\Delta E(\text{Si})$
avec codeur de charge (grand gain)
représentation sur 1000 canaux

Figure 29b: Matrice d'identification $E(\text{CsI})-\Delta E(\text{Si})$
avec codeur de charge (grand gain)
représentation sur 256 canaux

Figure 29c: Matrice d'identification construite à partir
des composantes lentes et rapides du CsI

Figure 29d: Matrice de la figure 29c après conditionnement

Figure 29e: Résultat du conditionnement de la matrice de
la figure 29a par la matrice de la figure 29d

La matrice de la figure 29a, sur laquelle sont représentés les 1000 premiers canaux du Silicium, ainsi que la matrice de la figure 29b, où nous avons pris la résolution maximale (256 canaux), justifie bien le choix de ce type de codage. On remarquera qu'une coupure sur la gauche de ces matrices nous empêche de considérer la totalité des deux spectres. Cette coupure, située au niveau des CsI, est due à l'électronique actuellement utilisée (en provenance de "PACHA") et qui n'est pas celle que nous utiliserons lors du fonctionnement d'INDRA.

La dernière ligne en Z que l'on puisse distinguer est celle des alphas. Nous l'identifions en procédant de la façon suivante :

- nous prenons la matrice d'identification construite à partir de la composante rapide et de la composante lente des CsI (figure 29c) sur laquelle on isole les lignes $Z = 1$ et $Z = 2$.
- nous obtenons alors (figure 29d) une matrice ne contenant plus que ces deux lignes, avec laquelle sera "conditionnée" la matrice de la figure 29a.
- le résultat est alors présenté sur la figure 29e où il ne reste plus que les alphas, facilement identifiables, et le bruit de fond duquel nous ne parvenons pas à dégager les lignes $Z = 1$.

La conclusion de ces résultats est qu'il est possible d'identifier les particules depuis $Z = 2$ jusqu'à, au moins, $Z = 36$ avec une gamme d'observation de 2,5 GeV. Nous nous trouvons donc dans une situation meilleure que celle exigée par le cahier des charges et qui voulait qu'INDRA soit capable d'identifier les particules depuis $Z = 3$ jusqu'à $Z = 30$ avec une gamme d'environ 4 GeV. Les particules légères (protons, deutons, tritons) sont quant à elles identifiées par le CsI.

Les étalonnages n'ayant pas encore été calculés, nous ne possédons pas celui en énergie des CsI. Quant au Silicium, nous pouvons en première approximation en avoir un, en nous basant sur la diffusion élastique observée au canal 1400. Puisque cette dernière a une énergie d'environ 840 MeV, nous trouvons donc 600 KeV/canal pour la voie de petit gain. Quant à la voie de grand gain, le rapport des intégrateurs étant d'environ un facteur 16, nous en déduisons un étalonnage de 40 KeV/canal. La résolution, difficile à estimer, peut cependant être considérée comme étant supérieure à 500 KeV, de sorte qu'avec la coupure en seuil des CsI évoquée précédemment, nous pouvons conclure qu'il n'est pas possible de séparer du bruit de fond les corps de charge $Z = 1$ avec un amplificateur classique. Une résolution de cet ordre est suffisante pour l'identification en Z; en revanche, il n'en est plus de même si l'on désire procéder à un étalonnage précis du CsI à l'aide de détecteurs Silicium et Silicium-Lithium.

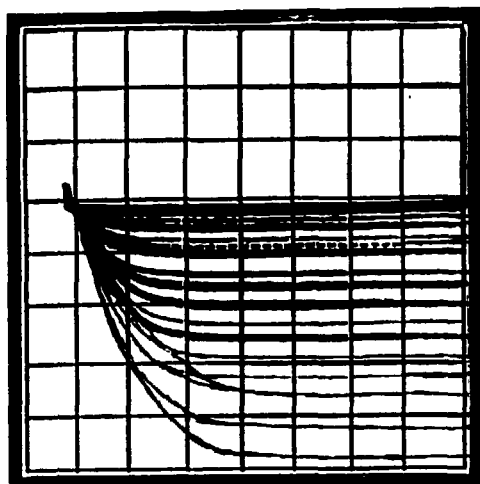


Figure 30 : Oscillogramme de la sortie
du PAC de la voie II.1.
Position normale des détecteurs (7° à 10°)
et polarisation de 50 Volts.
Vert : 200 mV/car Hor : 100 ns/car

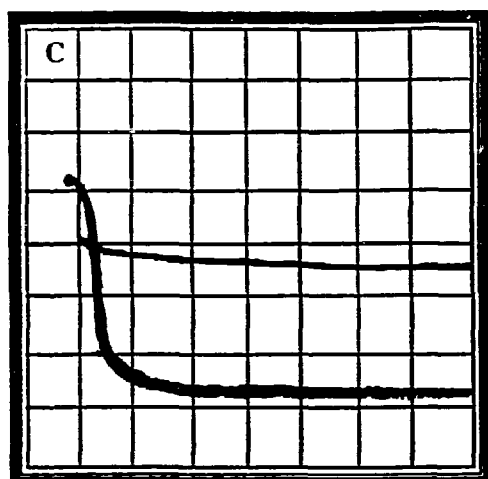
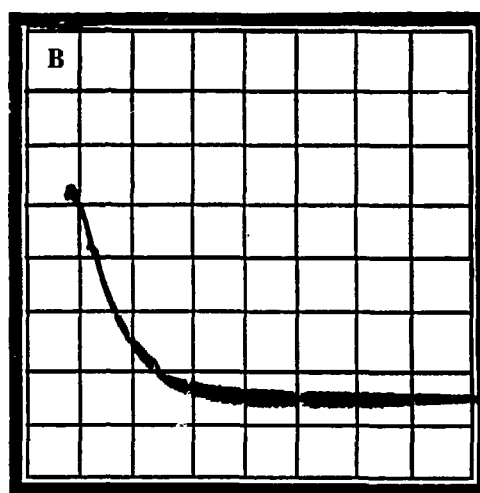
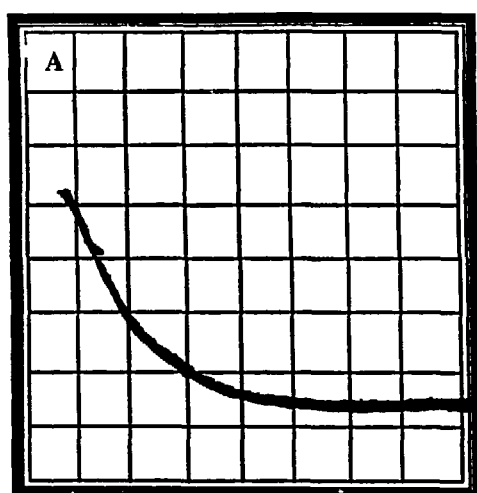


Figure 31 : Oscillogramme de la sortie
du PAC de la voie II.1.
Position avancée du détecteur (bord à $2,5^\circ$)
Diffusion élastique du Krypton.

A Polarisation : 50 Volts
B Polarisation : 90 Volts
C Polarisation : 210 Volts

Vert : 200 mV/car Hor : 100 ns/car

III.5.3 Temps de montée dans les Silicium et diaphonie.

Lorsque les éléments d'INDRA sont placés à $\theta = 7^\circ$ du faisceau, nous constatons (figure 30) des temps de montée du signal en sortie des préamplificateurs de charge associés au Silicium très longs (≈ 200 ns), alors que leurs temps de montée propre n'est que de 25 ns. Plaçons alors la brique de plomb devant le détecteur et amenons l'ensemble à $\theta = 2,5^\circ$ de façon que seul le détecteur au Silicium II.1 puisse recevoir la diffusion élastique. Nous observons dans ces conditions (figure 31A) un temps de montée du signal délivré par le préamplificateur associé de presque 300 ns. Dans les deux cas, la tension de polarisation du détecteur Silicium est prise égale à la valeur nominale annoncée par le constructeur : 50 V. Ce temps de montée trop élevé est probablement dû à des temps de collection excessifs des porteurs de charges à l'intérieur du semi-conducteur.

Le seul paramètre, sur lequel nous puissions avoir une influence pour effectuer d'autres mesures susceptibles de nous permettre d'élucider le phénomène, est la tension de polarisation du détecteur. Nous décidons donc de l'augmenter (figures 31A et B), passant ainsi de 90 V à 210 V. Nous constatons que nous parvenons alors à obtenir des temps de montée inférieurs à 100 ns sur la diffusion élastique du Krypton.

Sélectionnons à présent celle-ci grâce à un oscilloscope en observation sur la sortie du PAC associé au Silicium II.1; puis, toujours à l'aide de l'oscilloscope, regardons le signal délivré par les autres voies. Un retard de 100 ns est alors nécessaire sur la voie non excitée par la diffusion (figure 32) afin de pouvoir mettre en évidence un éventuel couplage avec la voie II.1 sur laquelle est synchronisé l'appareil (en effet les deux signaux sont en principe simultanés).

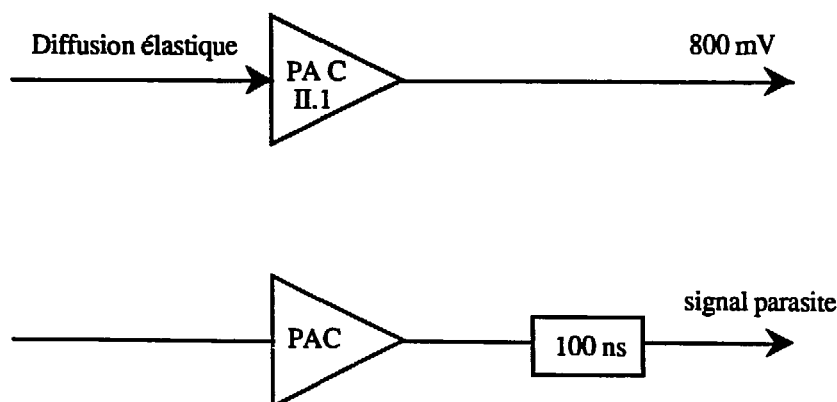


Figure 32

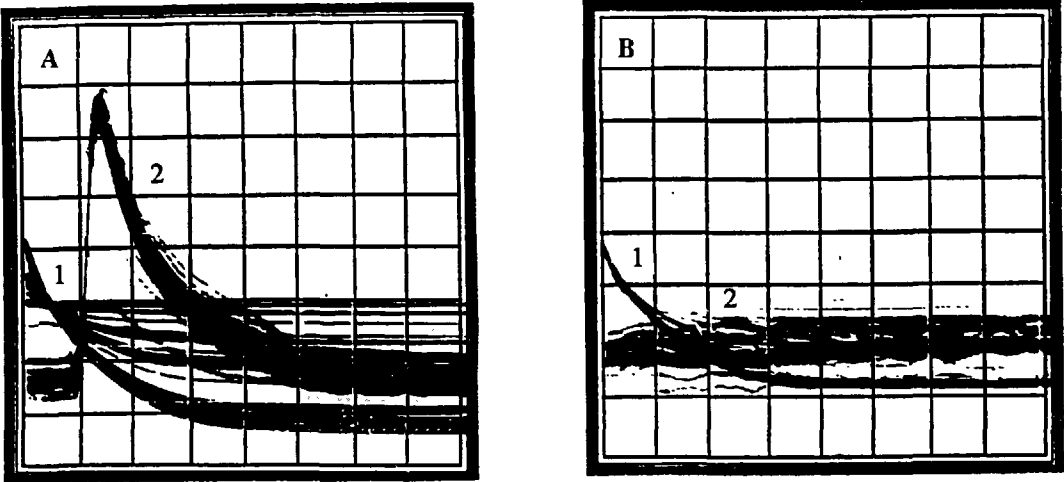


Figure 33 : DIAPHONIE (Polarisation 50 Volts)
A et B Trace 1 : PAC de la voie II.1 (Vert : 200 mV/car Hor : 100 ns/car)
A Trace 2 : PAC voie II.4 (Vert : 2 mV/car)
B Trace 2 : PAC voie I.4 (Vert : 2 mV/car)

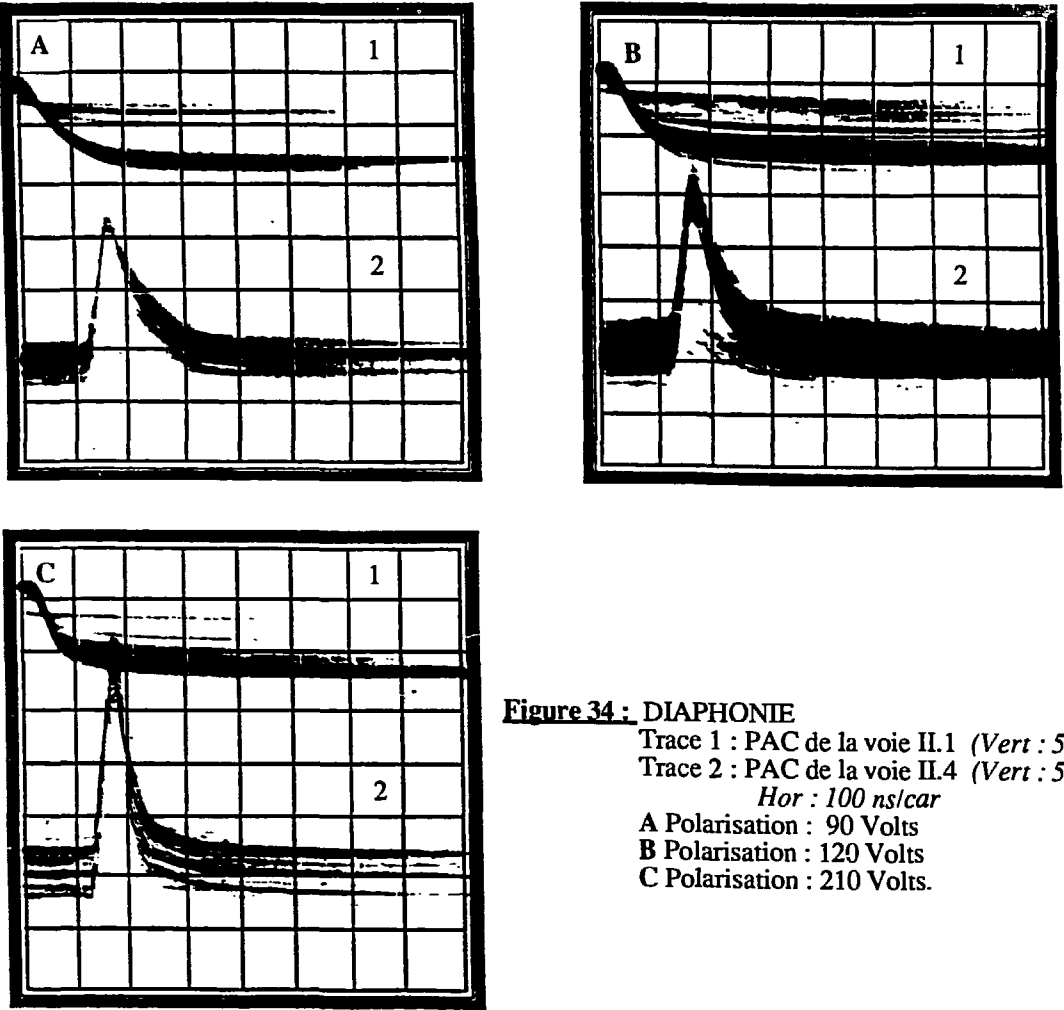


Figure 34 : DIAPHONIE
Trace 1 : PAC de la voie II.1 (Vert : 500 mV/c
Trace 2 : PAC de la voie II.4 (Vert : 5mV)
Hor : 100 ns/car
A Polarisation : 90 Volts
B Polarisation : 120 Volts
C Polarisation : 210 Volts.

Nous constatons alors, pour un signal excitateur correspondant à la diffusion élastique et de l'ordre de 800 MeV, un signal induit sur l'autre voie, d'environ 8 mV et inversé en polarité (figure 33A). Nous sommes donc confrontés à une diaphonie inverse de l'ordre du pour cent. L'expérience montre que cette diaphonie est identique sur toutes les autres voies d'un même Silicium (voies II.2, II.3, II.4). Le signal inversé possède un temps de montée rapide et un temps de décroissance apparemment équivalent au temps de montée du signal excitateur. En revanche nous ne décelons aucune diaphonie (figure 33B) sur les voies des autres Silicium (I et II).

Si nous regardons à présent la voie de sortie du préamplificateur associé à la chambre d'ionisation correspondant au Silicium II, non polarisée et non rempli de gaz, nous observons un signal parasite identique à celui des Silicium et d'environ 12 mV. Les chambres I et III, contigües à la précédentes, ne "voient" rien.

Puisque le temps de décroissance de ce signal semble suivre le temps de montée du signal excitateur, augmentons à nouveau la tension de polarisation du préamplificateur de charge qui lui est lié (figures 34A, B et C) : le temps de montée s'améliore à nouveau, suivi avec fidélité par la décroissance du signal parasite.

III.5.4 Conclusion

En résumé, nous pouvons dire que:

- nous obtenons, avec un ΔE Silicium, une bonne séparation en charge (de $Z=2$ à au moins $Z=36$), sur une dynamique en énergie (≈ 1 MeV à 2,5 GeV dans l'expérience, pouvant sans difficulté être portée à ≈ 1 MeV à 4 GeV)
- nous avons un couplage de l'ordre du pour cent, alors que l'électronique elle-même ne présente qu'une diaphonie de l'ordre du pour mille, conformément au cahier des charges d'INDRA.
- nous sommes aussi confrontés à un problème dans les temps de montée des signaux issus des préamplificateurs associées au Silicium. Ce phénomène risque de provoquer de graves fluctuations en temps dans le Trigger et, par conséquent, dans la sélection des événements

L'étude et l'interprétation de ces deux derniers phénomènes fait l'objet du paragraphe suivant.

III.6 Interprétation des résultats et conséquences sur la fabrication du Silicium.

Les résultats du test des éléments de la couronne 4-5 nous ont conduit à reprendre des essais sur les détecteurs au Silicium et l'électronique associée. Nous avons, en effet, tenté de reproduire et d'analyser ces phénomènes, en soumettant ceux-ci à des sources radioactives, lors d'une expérience réalisée au DPhN de SACLAY. Notre but n'était pas de donner une explication complète de ces phénomènes, mais plutôt, tout en en comprenant qualitativement l'origine, de déterminer des critères de fabrication du Silicium permettant, sinon de s'affranchir de ces problèmes, tout au moins de les atténuer.

III.6.1 Temps de collection.

Dès l'utilisation des semi-conducteurs en physique nucléaire⁽²⁵⁾, les scientifiques se sont intéressés au temps mis par le signal électrique produit par ceux-ci pour atteindre sa valeur maximale (cette réponse est couramment appelée "temps de montée"). Ces temps de montée sont directement liés au temps mis par les porteurs de charge (les électrons et les trous) pour être collectés dans le semi-conducteur. Ce paramètre, appelé "temps de collection", a pu être reproduit, de façon relativement simple, par un modèle théorique basé sur la mobilité des porteurs de charge et leur création par paires. Ce modèle, s'il parvient à rendre compte de façon satisfaisante des temps de collection des particules faiblement ionisantes (électrons et protons notamment), ne semble cependant pas pouvoir expliquer les valeurs supérieures observées dans le cas de particules fortement ionisantes (α , fragments de fission).

Aussi a-t-il été nécessaire d'introduire un autre paramètre, la densité d'ionisation, qui, en s'opposant au mouvement des électrons et des trous, justifie le ralentissement des porteurs. Est alors née la notion de "plasma" de haute conductibilité⁽²⁶⁾, généré le long du parcours de la particule traversant le détecteur et qui, par un couplage entre les porteurs de charge créés et une modification du champ électrique, ralentit de façon considérable la collection des paires. Ce retard, introduit sous le nom de "temps de plasma" (t_p), est en réalité très difficile à calculer. On peut mettre en évidence sa dépendance avec l'énergie de la particule bien entendu, mais aussi avec sa masse et le champ électrique (F) régnant dans le détecteur^(27,28). Mais la dépendance en fonction du champ électrique est de toute façon calculée de manière empirique⁽²⁷⁾; de nombreux auteurs prennent un temps de plasma inversement proportionnel au champ⁽²⁸⁾.

Donnons à présent quelques indications concernant les propriétés du champ électrique dans ces détecteurs et les paramètres essentiels que nous utiliserons par la suite.

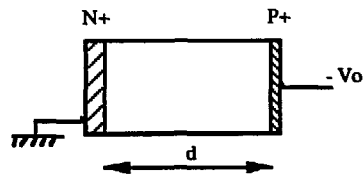
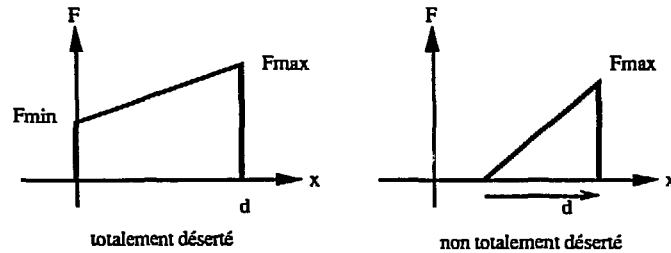


Figure 35 : Polarisation du détecteur et champ électrique correspondant.



Si le détecteur est totalement déserté, le champ atteint un minimum sur la surface N⁺ et un maximum sur la surface P⁺ donnés par les expressions suivantes :

$$F_{\min}(\text{kV/cm}) = \frac{V_0(V) - V_d(V)}{d(\mu\text{m})} \quad \text{et} \quad F_{\max} = \frac{V_0 + V_d}{d} \quad \text{avec} \quad V_d(V) = \frac{4d(\text{mm})^2}{\rho(\text{k}\Omega\cdot\text{cm})} \cdot 10^3 \quad (1)$$

V_0 représente la tension appliquée au détecteur, V_d est la tension de désertion, d (distance de désertion) correspond à l'épaisseur du semi-conducteur, et ρ à sa résistivité. Si le détecteur n'est pas complètement déserté, F s'annule à l'intérieur du semi-conducteur et sa valeur maximale sur P⁺ est donnée par :

$$F_{\max}(\text{V}/\mu\text{m}) = \frac{2V_d(V)}{d(\mu\text{m})}, \quad \text{avec} \quad d(\mu\text{m}) = \frac{1}{2} \left(\rho(\Omega\cdot\text{cm}) V_d(V) \right)^{\frac{1}{2}}$$

dans ce cas d ne correspond plus à l'épaisseur du Silicium. F_{\max} peut aussi s'exprimer en kV/cm de la façon suivante :

$$F_{\max}(\text{kV/cm}) = 40 \frac{V_d(V)^{\frac{1}{2}}}{\rho(\Omega\cdot\text{cm})} \quad (2)$$

Cependant, étant donnés les faibles parcours des particules dans le détecteur nous n'avons considéré que les valeurs des champs de surface de ce détecteur (valeur du champ à l'entrée des particules, zone P⁺ ou N⁺).

Les particules que nous avons utilisées pour effectuer cette expérience, sont des alphas issus d'une source de Thoron (énergies de 8,78 MeV et 6,05 MeV) et des fragments de fission

du ^{252}Cf (répartis sur deux pics de centroides $m=142$ u.m.a., $E = 78,67$ MeV et $m = 106$ u.m.a., $E = 102,58$ MeV)

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 36.

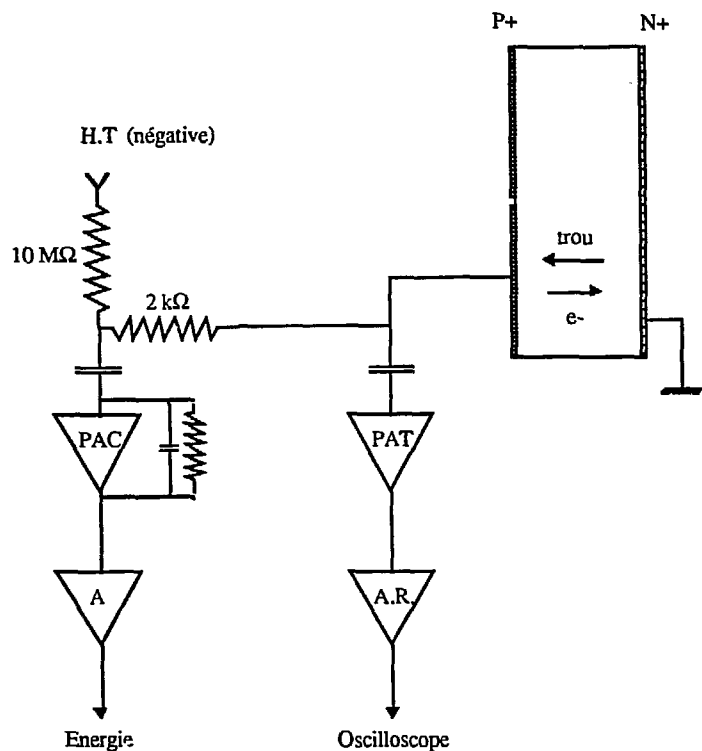
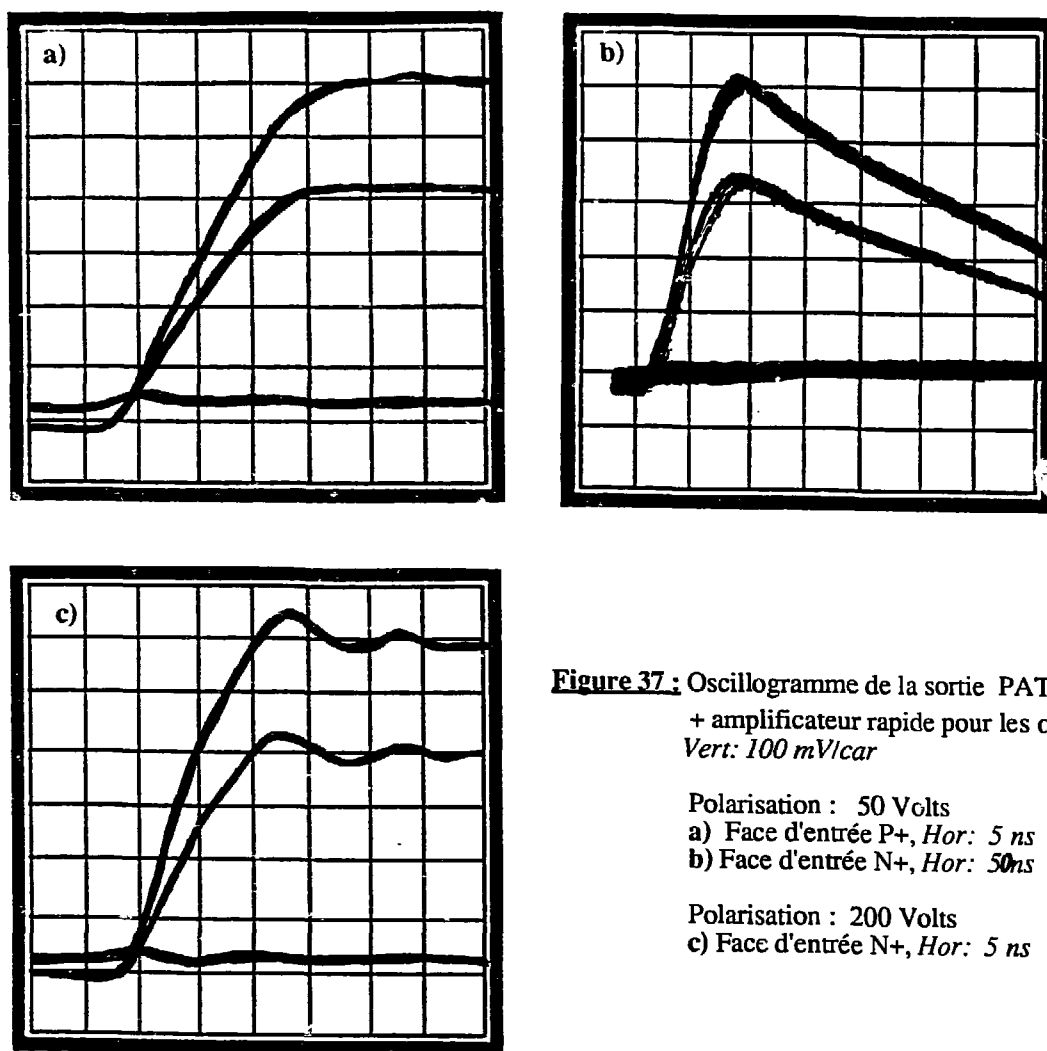


Figure 36 : Schéma du montage électrique

Le préamplificateur de tension permet, grâce à sa très grande impédance d'entrée, d'observer la tension avant le PAC. Son gain est d'environ 10 sur une sortie de $50\ \Omega$. Mais ceci est insuffisant pour les alphas dont l'énergie n'est pas assez grande; aussi a-t-on placé en sortie du PAT, un amplificateur rapide de gain environ égal à 20 sur une sortie de $50\ \Omega$. Une résistance de $2\text{ k}\Omega$ a été introduite entre la sortie du détecteur et l'entrée du préamplificateur de charge, de façon que, couplée à la capacité du Silicium, le signal obtenu en sortie du préamplificateur de tension (PAT) ait un temps de décroissance suffisamment long pour ne pas gêner l'observation du temps de montée.

Nous avons choisi de faire pénétrer les particules tantôt par la face N^+ du détecteur (qui est sa face normale d'attaque dans la "configuration INDRA", aussi l'appellerons nous parfois "face avant"), tantôt par la face P^+ , appelée aussi "face arrière".

La figure 37a présente le signal vu en sortie du préamplificateur pour des α pénétrant par la face arrière du détecteur polarisé à 50 V. Ces conditions d'utilisation donnent un temps de montée d'environ 15 ns (nous sommes ici, du point de vue du champ électrique, dans les conditions d'utilisation les plus favorables puisque les particules entrent par le côté à fort champ). La figure 37b, en revanche, montre qu'en entrant par la face N^+ , le temps de montée des particules α devient beaucoup plus grand (≈ 70 ns dans le cas présent) avec une tension de polarisation de 50 V également. Cependant, en surpolarisant le détecteur à 200 V, nous constatons (figure 37c) qu'il est possible d'améliorer le temps de collection des porteurs de charge pour se placer dans des conditions de fonctionnement acceptables (≈ 10 ns).



Considérons à présent les fragments de fission. La figure 38 nous montre que, si ceux-ci entrent par la face P⁺ sous une polarisation de 50 V, nous obtenons de la part de ces particules des temps de collection beaucoup plus longs que ceux des α . L'expérience indique par ailleurs que par la face avant, sous 50 V, les résultats sont extrêmement mauvais et qu'ils sont encore nettement insuffisants avec une surpolarisation à 100 V (figure 39).

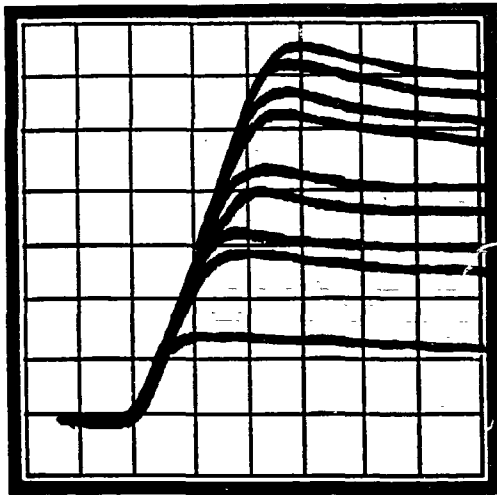


Figure 38 : Oscillogramme de la sortie du PAT pour les fragments de fission.
Face P⁺
Polarisation : 50 Volts
Vert: 50 mV/car Hor: 20 ns/car

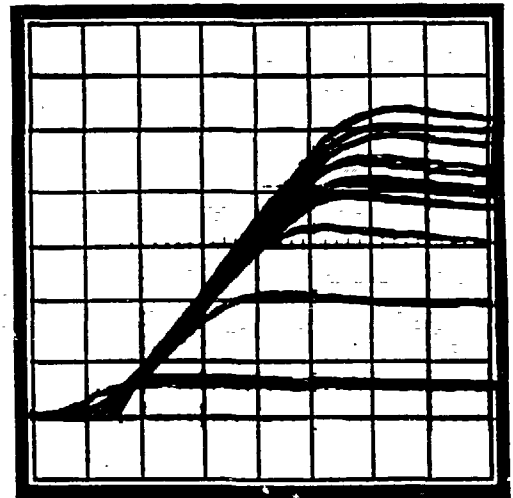


Figure 39 : Oscillogramme de la sortie du PAT pour les fragments de fission.
Face N⁺
Polarisation : 100 Volts
Vert: 50 mV/car Hor: 20 ns/car

Afin de pouvoir apprécier ces tendances de façon un peu plus approfondie, nous avons décidé d'effectuer une série de mesures des temps de montées totaux en fonction de la tension de polarisation du détecteur et en exposant alternativement les deux faces de ce dernier, tantôt aux α , tantôt aux fragments de fission. Cependant, le paramètre dominant étant le champ électrique (F) régnant dans le Silicium, nous avons représenté ces temps de montée en fonction de F calculé à partir de la tension de polarisation grâce aux formules (1) et (2)

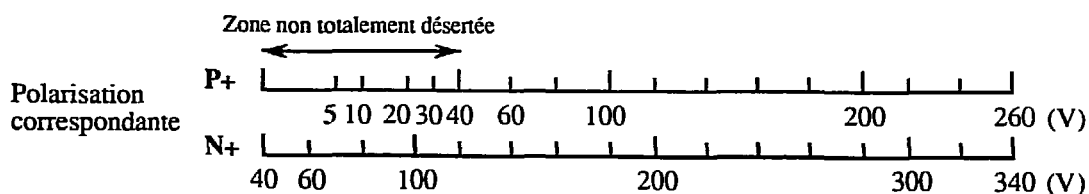
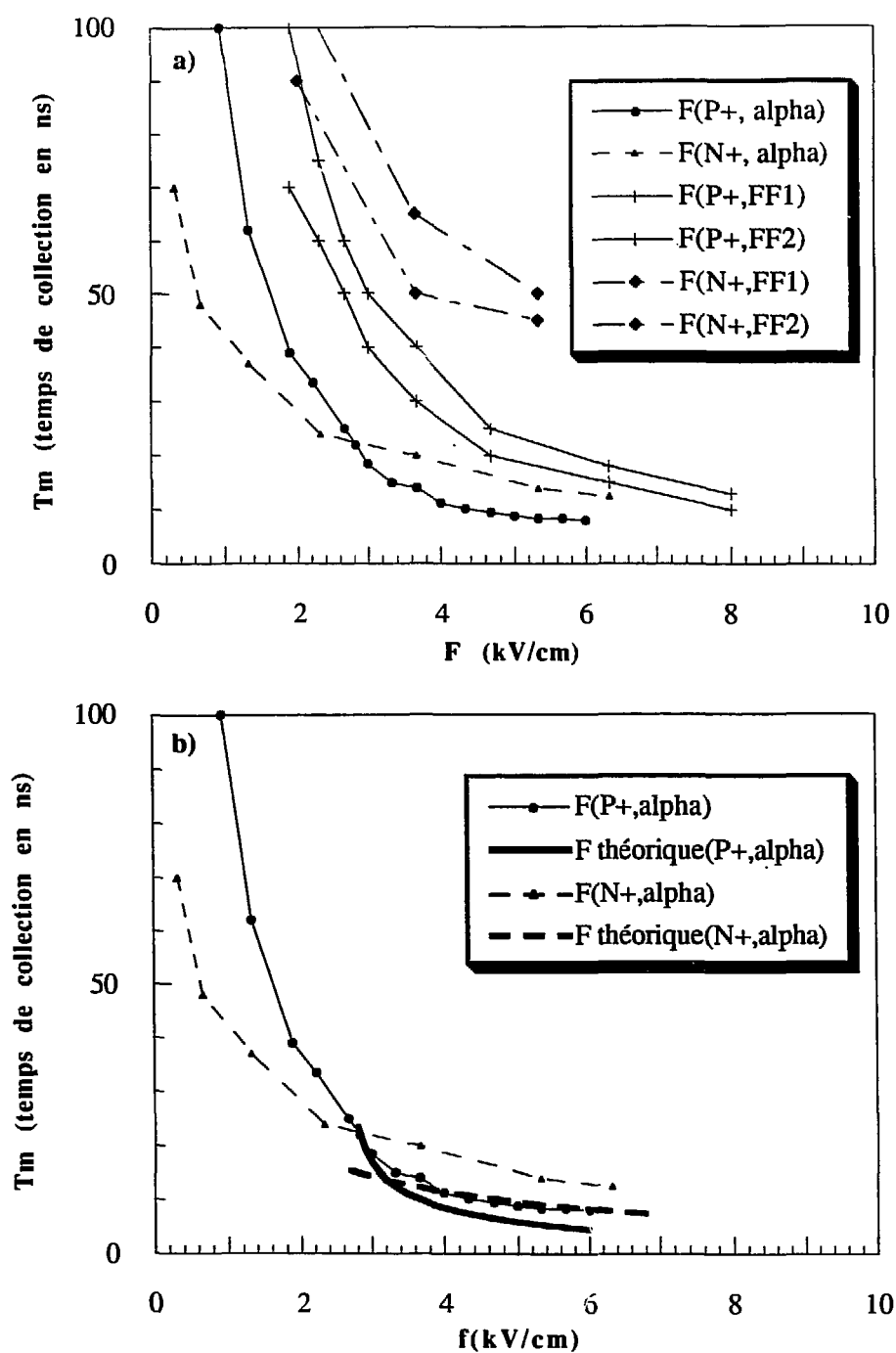


Figure 40 : Variations du temps de collection des porteurs de charge en fonction du champ électrique régnant dans le détecteur

La valeur ρ annoncée par le constructeur étant de $9 \text{ k}\Omega/\text{cm}$, V_d est égal à 40 V ; quant à l'épaisseur d du détecteur, elle est égale à $300 \text{ }\mu\text{m}$. Tous les résultats ont été rassemblés sur les courbes de la figure 40a. Mais avant d'analyser celle-ci, précisons quelques points sur la façon dont ces mesures furent effectuées :

- nous avons considéré, le temps de montée total de chaque signal pour être aussi proche que possible du temps de collection des porteurs de charges. Cependant, si les temps de montée courts ne posent pas de problème à priori, il n'en est pas de même pour les temps de montée plus long ($> 100 \text{ ns}$) pour lesquels une appréciation de la véritable valeur du "sommet" du signal est plus difficile en raison de la différenciation (décroissance) qui la suit. Nous nous sommes donc limités, par prudence, à 100 ns pour les valeurs estimées des temps de collection. Remarquons aussi au passage que des valeurs trop petites ($< 10 \text{ ns}$) entraînent des sur-oscillations probablement générées par l'introduction de composants parasites liés au câblage de la résistance de $2 \text{ k}\Omega$.

- en ce qui concerne les fragments de fission, il est possible suivant leur masse, de distinguer deux familles (figure 38). Nous avons donc représenté deux évolutions du temps de collection en fonction du champ électrique et de chacune de ces familles (FF1 et FF2). L'évolution globale sera supposée être située entre ces deux courbes.

Considérons à présent ces courbes (figure 40a). Elles indiquent les variations du temps de collection des charges dans le détecteur en fonction du champ. Nous savons que la tension de désertion est de 40 V (pour une résistivité du Silicium de $9 \text{ k}\Omega/\text{cm}$), mais elle se traduira différemment en terme de champ F en surface du Silicium, suivant que les particules entrent par la zone N^+ ou par la zone P^+ . Pour cette dernière, une tension appliquée égale à V_d se traduira, dans le cas présent, par un champ de $2,67 \text{ kV/cm}$ (cf formules (1)). Dans l'autre cas F sera nul. Par conséquent, bien que cela ne soit pas nécessaire concernant les résultats liés à la zone N^+ , il convient de distinguer pour l'autre surface, deux zones suivant que F soit supérieur ou inférieur à $2,67 \text{ kV/cm}$.

Intéressons-nous aux deux courbes obtenues pour les alphas. Le théorème de Ramo⁽²⁹⁾ nous indique que la collection des charges se fait par influence dès la création de la paire électron-trou : une certaine proportion de la charge totale créée est récupérée à chaque borne en fonction de la distance de celles-ci vis à vis du lieu de création de la paire. Dans notre expérience les particules détectées ayant de très faibles parcours, nous pouvons en déduire, en première approximation, que nous mesurons prioritairement le temps de collection d'un type de porteur suivant la face d'entrée choisie. En d'autres termes en pénétrant par la face P^+ , mettons-nous essentiellement en évidence la mobilité des électrons, et par la face N^+ , celle des trous. Nous savons que ces derniers ont une mobilité trois fois plus faible que celle des électrons; il est donc naturel de s'attendre à ce que les temps de collection des porteurs positifs soient plus grands que ceux des porteurs négatifs. Or si l'on regarde les deux courbes qui nous intéressent nous constatons que cela n'est plus vérifié pour $F < 2,8 \text{ kV/cm}$.

Pour interpréter ceci, nous devons revenir un peu plus en détail sur le modèle de collection des paires électrons-trous. La vitesse de déplacement des porteurs est liée au champ électrique par la mobilité μ suivant la relation⁽³⁰⁾ :

$$\frac{dx}{dt} = \mu F(x) \quad (3)$$

μ est habituellement donnée en $\text{m}^2/\text{V.s}$, quant à $F(x)$, ces variations en fonction de la distance sont données par les schémas de la figure 35. Prenons donc pour F une variation linéaire : $F(x) = ax+b$, la distance parcourue par le porteur à l'instant t , depuis la surface, sera :

$$x = \frac{b}{a} (e^{\mu a t} - 1) \quad (4)$$

Cette relation permet de calculer le temps mis alors par le porteur pour parcourir la distance de désertion d :

$$t_d = \frac{1}{\mu a} \text{Log} \left(\frac{ad+b}{b} \right) \quad (5)$$

Interprétons ces formules dans le cas d'un détecteur totalement déserté et pour les deux faces d'entrée possibles (N^+ et P^+):

a) la particule entre par la face P^+ :

les porteurs dominants sont, ainsi que nous l'avons vu précédemment, les électrons. Si nous supposons que le champ régnant à l'intérieur du semi-conducteur n'est pas trop grand (typiquement $F < 3 \text{ kV/cm}$), la mobilité μ peut être prise égale à une constante $\mu_e = 0,145 \text{ m}^2/\text{V.s}$. Le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$F(x) = ax + \frac{V_0 + V_d}{d}$$

ce qui compte tenu du fait, qu'arrivé en N^+ le champ vaut $(V_0 - V_d)/d$, donne pour a la valeur :

$$a = -\frac{2V_d}{d^2} \text{ soit donc pour } F \quad F(x) = -\frac{2V_d}{d^2}x + \frac{V_0 + V_d}{d}$$

Des paramètres a et b ainsi calculés, nous pouvons grâce à l'équation (5) obtenir le temps mis par les électrons pour traverser le Silicium :

$$t_{de} = \frac{d^2}{2V_d\mu_e} \text{Log} \left(\frac{V_0 + V_d}{V_0 - V_d} \right) \quad (6)$$

Remplaçons enfin d , V_d , μ_e par leurs valeurs numériques et faisons apparaître F :

$$t_{de}(\text{ns}) = 7,759 \text{Log} \left(\frac{3F[\text{kV/cm}]}{3F - 8} \right) \quad (7)$$

b) la particule entre par la face N⁺ :

dans ce cas les porteurs dominants sont les trous. Si le champ est suffisamment faible ($F < 10 \text{ kV/cm}$), μ peut être prise égale à une constante $\mu_t = 0,05 \text{ m}^2/\text{V.s}$.

Procédons comme dans le cas de la face P⁺ :

$$F(x) = ax + \frac{V_0 - V_d}{d}$$

Le champ, en P⁺, vaut $F = (V_0 + V_d)/d$, ainsi

$$a = \frac{2V_d}{d^2} \quad \text{soit pour } F \quad F(x) = \frac{2V_d}{d^2}x + \frac{V_0 - V_d}{d} \quad (8)$$

Les coefficients donnés dans l'équation (8), une fois reportés dans l'équation (5) conduisent à :

$$t_{dt} = \frac{d^2}{2V_d\mu_t} \text{Log} \left(\frac{2V_d}{V_0 - V_d} + 1 \right) \quad (9)$$

d'où la formule donnant les valeurs numériques :

$$t_{dt}(\text{ns}) = 22,5 \text{Log} \left(\frac{8 + 3F(\text{kV/cm})}{3F} \right) \quad (10)$$

Les équations (7) et (10) ont été représentées en gras sur la figure 40b pour être comparées aux données expérimentales correspondantes (courbes en trait fin). Ces courbes théoriques ont été établies pour un détecteur totalement déserté, aussi ne sont-elles plus valables pour $F < 2,67 \text{ kV/cm}$. Nous observons, qu'au dessus de cette valeur, ces deux courbes sont inférieures à celles des mesures expérimentales, montrant par là que, dans le modèle très simplifié que nous avons utilisé, certains phénomènes, de nature à réévaluer ces résultats, n'ont pas été pris en compte :

- il faut d'une part envisager l'effet de saturation^(30,31) que subit la mobilité pour des champs trop grands ($F > 3 \text{ kV/cm}$ pour les électrons et $F > 10 \text{ kV/cm}$ pour les trous) qui fait que les temps de collection doivent être plus importants.

- nous avons aussi supposé que la particule s'arrête à la surface du Silicium et n'avons donc pas tenu compte de l'effet ionisant que peut avoir le parcours de celle-ci dans le détecteur. Or ceci provoque un "effet plasma" plus grand et donc une augmentation des temps de collections, ou encore par des défauts dans la zone d'implantation N⁺).

- enfin la différence relative entre les électrons et les trous, concernant les écarts "courbes théorique-courbe expérimentale", pourrait sans doute s'expliquer par

une réaction plus importante des porteurs positifs aux défauts structuraux du cristal de Silicium, en particulier dans la zone d'implantation N^+ ⁽³²⁾.

Ces remarques effectuées, nous constatons néanmoins que les deux courbes théoriques se croisent pour une valeur du champ supérieure à la valeur de désertion totale, montrant ainsi que, bien que moins mobiles, les trous peuvent, sous l'effet de F , présenter des temps de collection supérieurs à ceux des électrons (ceci, bien entendu, ne peut se réaliser que pour des conditions électriques de départ identiques, c'est-à-dire pour une valeur du champ égale dans un cas sur la face P^+ et dans l'autre cas sur la face N^+). Nous rendons compte du phénomène observé expérimentalement et pouvons ainsi l'expliquer de façon qualitative. Enfin la différence entre les temps de collection électrons-trous dans les courbes expérimentales est certainement accrue pour $F < 2,67$ kV/cm. Pour cette valeur en effet, la courbe correspondant à la face P^+ donne les temps de collection dans un détecteur non totalement déserté (alors que ça n'est pas le cas pour la surface N^+). Nous savons qu'alors la zone non désertée se comporte comme une impédance Z ⁽³³⁾ introduisant un retard, expliquant que la pente de la courbe soit plus importante qu'elle ne devrait être.

En ce qui concerne les courbes liées aux fragments de fission (figure 40a), "l'effet plasma" est beaucoup plus grand que dans le cas des alphas. Aussi peut-on comprendre que celles-ci ne soient pas voisines de celles des alphas. On peut même noter que cet effet est naturellement plus important en entrant par la face N^+ , où le champ est plus faible à potentiel égal, qu'en entrant par la face P^+ et qu'il est fonction de la masse des fragments (différenciation entre les familles FF1 et FF2).

D'une manière pratique, les courbes obtenues (figure 40a) permettent de définir une zone dans laquelle il faut impérativement se placer pour être dans des conditions de fonctionnement favorables pour INDRA (un champ $F > 4$ kV/cm) et de prévoir des critères de modification des caractéristiques actuelles des détecteurs au Silicium. Elles nous montrent par ailleurs qu'à l'intérieur de cette zone une augmentation importante du champ n'entraîne qu'une diminution modérée du temps de collection et que, par conséquent, ces modifications risquent de s'avérer disproportionnées au regard des coûts qu'elles pourraient entraîner, au delà d'un certain optimum qu'il reste bien entendu à définir. Mais ceci peut être fait en considérant certaines limites, dans la fabrication du Silicium, qui veulent que le champ ne puisse dépasser une valeur donnée sur la zone oxydée de la surface P^+ . Concrètement, il est préférable de se limiter à une tension appliquée inférieure à 200 V. Parallèlement, il nous faut cependant accroître le champ de la zone N^+ afin de diminuer, bien entendu, les temps de montée, mais aussi les défauts de collection. Ceci peut être réalisé si la résistivité (ρ) du semi-conducteur est grande en effet V_d est liée à ρ par la relation de la formule (1) de sorte qu'en prenant une forte valeur de la résistivité nous avons une valeur plus faible de V_d , ce qui, compte tenu des expressions de F en fonction de V_d et V_0 , nous permet d'atteindre l'objectif voulu :

- un champ plus fort en N⁺ (face d'entrée des particules)
- un champ pas trop important en P⁺ (en raison de l'oxyde)
(polarisation < 200 V).

Nous avons donc tout ce qu'il faut pour établir le critère de fabrication désiré : la résistivité du Silicium dont nous disposons est de **9 kΩ/cm**; ceci nous conduit à une tension de désertion V_d égale à **40 V**; si l'on prend comme tension de polarisation $V_0 = 160$ V nous remplissons les conditions précédentes et nous sommes dans l'amorce de la zone de "bon fonctionnement" représentée par les courbes de la figure 40

Enfin dans l'expérience de test de la couronne 4-5 d'INDRA (§ III.5), nous avons utilisé du Krypton à 60 MeV/u. Ce dernier dépose une énergie de 840 MeV dans 300 μm de Silicium ce qui, si l'on fait l'approximation d'une densité d'ionisation linéaire, conduit à environ 3 MeV/μm. Nous étions donc dans une position intermédiaire entre les α et les fragments de fission et nous observions alors des temps de montée de l'ordre de 300 ns pour une polarisation des détecteurs de 50 V. La comparaison avec les expériences réalisées en alphas et fragments de fission n'est pas immédiate puisque le Krypton traversait la totalité du détecteur. Cependant, les temps de collection très longs obtenus dans ces expériences (de l'ordre de 300 ns par la face N⁺ moyennés à la fois sur les α et les fragments de fission) et des temps moyens par la face P⁺, permettent malgré tout de comprendre de façon qualitative les problèmes survenus au cours de l'expérience précédente.

Remarque : notre volonté de garder une résistivité élevée ne s'accorde pas avec les besoins courants de la physique des fragments de fission. Dans ce dernier cas, le détecteur est placé de sorte que les particules entrent par la face P⁺, c'est-à-dire où le champ est le plus important. Parce que les parcours des particules sont très faibles, il n'est pas utile d'avoir un champ fort dans la totalité du détecteur (à la limite il n'est même pas nécessaire que celui-ci soit complètement déserté). Par contre il est intéressant d'avoir un champ en P⁺ aussi fort que possible, sans se préoccuper de celui régnant en N⁺ : ceci est habituellement obtenu en prenant une faible résistivité.

III.6.2 Diaphonie

Dans l'expérience réalisée pour tester la couronne d'INDRA, nous avons observé une diaphonie (de l'ordre du pour cent) entre les différentes voies associées aux quatre plages d'un même Silicium (cette diaphonie a été mesurée en sortie du PAC). L'électronique correspondant à chacune de ces voies a été contrôlée indépendamment des détecteurs en soumettant l'une de ces voies à un générateur de test et en observant les signaux parasites pouvant apparaître sur les autres. La diaphonie ainsi mesurée s'est avérée être inférieure à 1/1000. Ce premier élément nous conduit naturellement à penser que ce sont les détecteurs qui sont à mettre en cause.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons placé deux détecteurs au Silicium indépendants sur deux des voies d'électronique d'INDRA (figure 41)

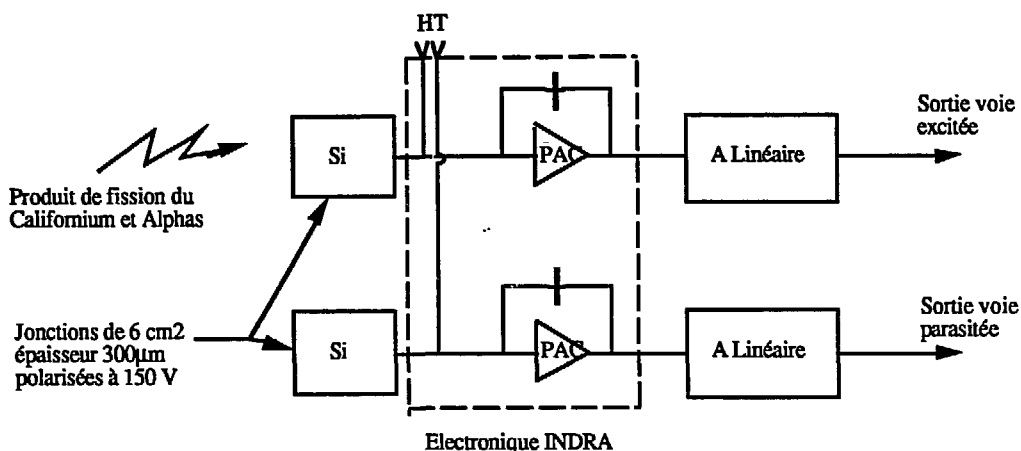


Figure 41

Les détecteurs sont polarisés à 150 V pour une valeur de fonctionnement proche de l'optimum défini précédemment (§ III.6.1). On observe alors une diaphonie de l'ordre de 1/1000.

Si à présent on remplace les deux détecteurs indépendants par deux plages d'un détecteur d'INDRA, toujours sous une tension de 150 V, nous trouvons une diaphonie de l'ordre de 1,7%. Il ne fait alors aucun doute que celle-ci provient du détecteur lui-même.

Il ne peut cependant s'agir d'un couplage d'une plage sur l'autre puisque, si tel était le cas, nous n'observerions pas un couplage identique de la voie excitée sur une des deux voies contigües et de cette même voie excitée sur la voie qui lui est diamétralement opposée. Il faut donc avancer l'hypothèse que l'origine de cette diaphonie doit être localisée sur la zone commune (zone N^+). Nous supposons alors que la métallisation de la face N^+ ne représente pas un plan de masse pur, mais qu'il est nécessaire de lui associer une impédance (figure 42) dont nous allons chercher à déterminer la caractéristique dominante.

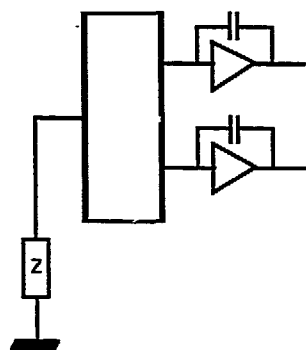


Figure 42

Le signal parasite, s'il est comparé avec le signal exciteur, ne présente aucun déphasage avec ce dernier. Cette remarque nous permet de retenir que cette impédance n'est pas à dominante capacitive. Remplaçons le préamplificateur de charge de la voie excitatrice par un préamplificateur de courant (PAI) : nous obtenons le signal de la figure 43. Comparons-le avec le signal parasite observé dans le cas où à la fois la voie excitatrice et la voie parasitée sont équipées d'un préamplificateur de charge (figure 44). Dans la première configuration nous avons la forme du signal en courant traversant la voie excitée, mais aussi l'impédance Z via la masse (figure 45).

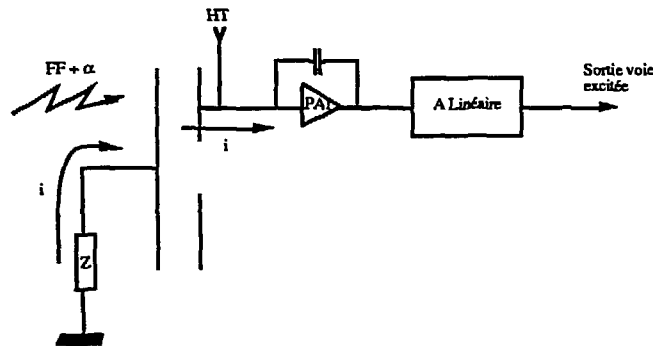


Figure 45

Dans le deuxième cas, le préamplificateur de charge non excité étant un bon observateur de la tension, nous regardons en fait la forme de la tension U_z aux bornes de Z (figure 46) (en effet le détecteur n'étant pas traversé par des particules, celui-ci est chargé par influence et la tension U à ses bornes est nulle).

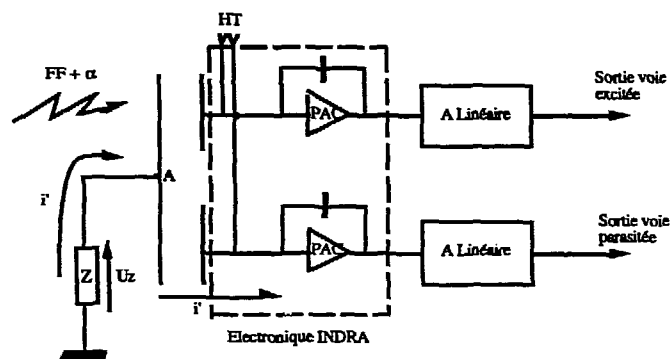


Figure 46

Les deux signaux ayant une forme identique, nous en déduisons que l'impédance Z ne peut être à dominante inductive (nous aurions dans ce cas au moins une inversion de polarité entre le signal de la figure 43 et celui de la figure 44). Z est donc essentiellement résistive.

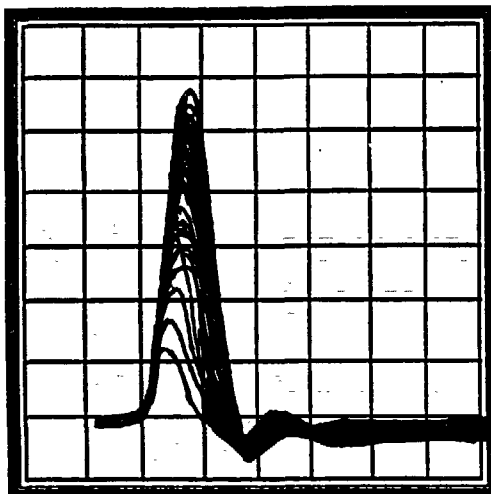


Figure 43 : Oscillogramme de la sortie du PAI sur la voie excitée pour une polarisation de 150 Volts et des produits de fission.

Vert: 100 mV /car Hor: 50 ns/car

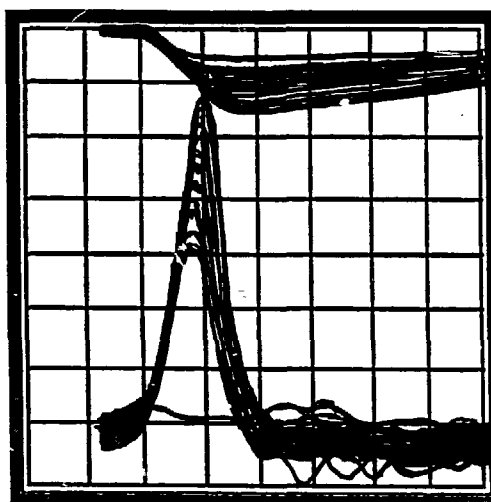


Figure 44 : Oscillogramme des PAC de la voie excitée et de la voie excitatrice pour une polarisation de 150 Volts et des produits de fission.

*Vert: 500mV /car (voie excitatrice)
Vert: 2 mV /car (voie excitée)
Hor: 50 ns/car*

Essayons d'en approcher la valeur. La figure 43 nous donne une largeur à mi-hauteur de l'impulsion en courant de l'ordre de 40 ns. Sachant que les produits de fission ont une énergie de 100 MeV et qu'ils déposent la totalité de celle-ci, nous trouvons un équivalent en charge de l'ordre de 4,44 pC. En se basant sur une hypothèse triangulaire de la forme de l'impulsion, nous trouvons $i_{\max} = 0,1$ mA. Ne pouvant pas obtenir directement la tension à l'entrée du PAC, utilisons le fait que la diaphonie en sortie de ce dernier, sur la voie parasitée, est d'environ 1% : nous avons donc, en entrée de cette voie, l'équivalent de particules d'1 MeV d'énergie; la sensibilité du PAC étant, sous 50Ω, d'1 mV/MeV, nous en déduisons un signal en sortie du PAC de l'ordre de 1 mV.

La capacité du détecteur est de 170 pF; la capacité de contre-réaction du préamplificateur est de 22 pF. Nous avons donc un gain en tension dans la bande passante du PAC de 7,73. La tension en A est alors de 0,13 mV. La résistance cherchée sera :

$$R \approx 0,13(\text{mV})/0,1(\text{mA}) = 1,3 \Omega$$

Nous vérifions, de surcroît qu'en introduisant artificiellement une résistance supplémentaire (5Ω) entre la surface N⁺ du Silicium et la masse, nous accroissons la diaphonie d'un facteur environ égale à 4 (dans un rapport proportionnel à l'accroissement de R qui est de $6,3/1,3 = 4,8$). Ce modèle peut s'appliquer en tout point à la chambre d'ionisation se trouvant en regard du Silicium. En effet l'anode de la chambre ainsi que la surface commune aux 4 plages du Silicium forment un condensateur d'une capacité environ égale à 3 pF (figure 47).

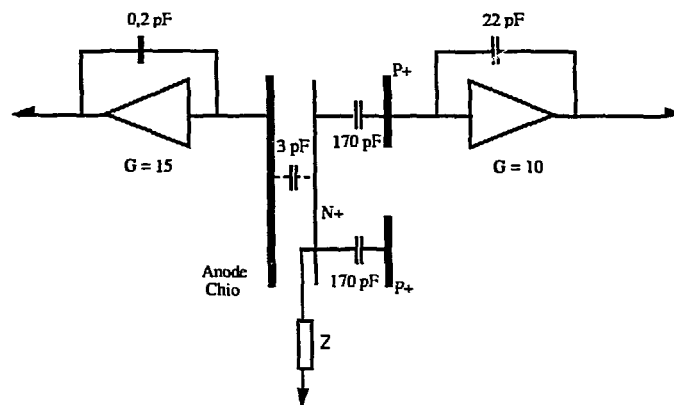


Figure 47

Cette dernière joue alors le même rôle que les 170 pF du détecteur Silicium; seul le gain dans la bande passante du préamplificateur de charge associé est différent : celui-ci est égale à $3\text{pF}/0,2\text{pF}$, soit 15. La sensibilité du PAC associé à la chambre d'ionisation est de 200 mV/MeV, nous devrions observer un couplage de l'ordre 1,5 %. Or les tests de la couronne 4-5 ont mis en évidence un signal parasite dans la chambre, lors du déclenchement sur la diffusion élastique d'une des plages du Silicium. Ce signal avait une amplitude de 12 mV. L'énergie de la

diffusion élastique étant de 800 MeV, ont obtenait sur la voie Silicium un signal de 800 mV (sur 50 Ω), ce qui nous donnait bien une diaphonie de 1,5%.

L'introduction de cette résistance parasite permet de rendre quantitativement compte des résultats expérimentaux. Il est donc nécessaire de diminuer cette résistance de la face métallisée et pour y parvenir d'augmenter l'épaisseur de l'aluminium servant à réaliser la métallisation. Remarquons cependant que ce couplage, même s'il semble à priori trop important vis à vis de nos exigences, a été défini en sortie du préamplificateur de charge. Or le passage, dans un amplificateur linéaire lent, d'un signal ayant une forme de Dirac, contribue à atténuer celui-ci. Ceci conduit dans les faits à avoir un couplage de moindre importance, en relatif, entre les sorties des amplificateurs lents et explique entre autres que ce couplage n'ait pas véritablement perturbé les mesures que nous avons effectuées lors des tests de la couronne 4-5. En revanche l'utilisation des amplificateurs rapides sur les voies de déclenchement n'aura pas un effet aussi bénéfique et il est à craindre que nous soyons contraints à des seuils plus élevés.

CONCLUSION

" Ni dans le Ciel, ni sur la Terre,
aucun autre n'est né ni ne naîtra pareil à
toi... "

Le Veda, hymne à Indra

« Le multidétecteur 4π est mort, vive le multidétecteur 4π! »

Peut-être aurions-nous pu clamer cette phrase avec toute la vigueur du néophyte converti, si, en l'An de Recherche 1990, INDRA, vaste entité spirituelle, était parvenu à prendre dans son intégralité forme terrestre. Mais il faut nous contenter du présent, un présent où le physicien, par le truchement du multidétecteur, peut déjà se rêver mille fois visionnaire. La gestation se déroule sans problème, et les premiers résultats nous laissent à penser que "l'enfant" sera sain et vigoureux.

Ses "parents" désiraient qu'il soit d'une grande efficacité spatiale. Des résultats simulés montrent qu'elle sera supérieure à 80% sans pouvoir raisonnablement excéder 90%. Ces mêmes résultats laissent entrevoir qu'il sera capable de correctement se nourrir des multiplicités attendues au GANIL. (multiplicité égale à 40 pour les particules légères et 10 pour les ions lourds).

Ils désiraient encore qu'il fasse preuve d'une grande "mansuétude" en détectant et identifiant des particules de numéros atomiques très différents (depuis les protons jusqu'à des corps de charge au moins égale à 30). Nous vîmes, lors de l'expérience réalisée sur les éléments de la couronne 4-5, que ce vœu serait exaucé à condition qu'INDRA accepte d'être différent de ces contemporains dans la conception de son électronique : être prudent quant à la réalisation des amplificateurs dont les gains sont plus faibles que de coutume, appliquer un double codage en charge sur une même voie de signal. On peut ainsi présager que sa résolution en énergie, fixée au minimum à 100 KeV, soit bien suivie et les dynamiques exigées (jusqu'à 1000) correctement assurées. Différent, il le sera encore en ce qui concerne son aptitude à sélectionner les événements avec le fonctionnement asynchrone de son déclencheur.

Cependant la nature est sournoise et elle vous surprend toujours là où vous ne l'attendez pas. Les temps de montée des Silicium s'avèrent trop importants. Pire encore, des signaux parasites se créent d'une voie sur l'autre pour un même bloc de détection!. Cela n'a pas de conséquences graves quant à l'aptitude d'INDRA à s'alimenter car nous avons montré, les premiers tests en témoignent, que les voies lentes seraient peu atteintes par cette maladie. Mais cela risque de le contraindre à suivre un régime toute son existence durant par une augmentation des seuils sur les voies rapides. Cependant, c'est bien sans compter sur la ténacité des scientifiques que la nature s'acharne ainsi à dresser des handicaps.

Aussitôt se métamorphosant en médecins, par des expériences complémentaires, diagnostiquent-ils des modifications dans certains critères de réalisation des détecteurs au Silicium : prendre une résistivité aussi élevée que possible et accroître la tension de polarisation en régime normal de fonctionnement. Autant de points qui viennent au crédit des différences que "notre 4π " peut avoir avec ses "frères de sang"; la physique des fragments de fission ne fait-elle pas en effet plus volontiers appel à des résistivités plus faibles ? Tour à tour "artiste et ingénieur", le physicien, "du jugement duquel on ne peut priser le valeur," devient philosophe lorsqu'il découvre que la face métallisée des Silicium, insoupçonnée jusqu'alors, n'a pas le caractère qu'on voulait bien lui prêter. Cela était d'autant plus fâcheux qu'il n'était pas possible de présenter une autre face que celle-ci aux chambres d'ionisation, en raison de la volonté de vouloir éviter au maximum les couplages entre voies. Les remèdes prescrits doivent cependant permettre d'atténuer ces phénomènes, autorisant INDRA à fonctionner dans le juste chemin que ses Pairs lui ont tracé.

INDRA semble donc bien né pour devenir le digne fils que la physique nucléaire attendait depuis quelques années. Alors que ses premiers pas sont déjà chargés de promesses, l'impatience nous gagne de le voir pleinement s'épanouir.

ANNEXE I

Numérotation des couronnes et codification de chaque détecteur selon la convention adoptée par les physiciens

En fonction des valeurs des angles θ , le détecteur est décomposé en 17 couronnes (chapitre I, § I.3). Cette numérotation est celle de la couronne de phoswich (couronne 1), ainsi que celle des Silicium et des CsI (couronne 2 à 17)

Par contre, les chambres d'ionisation correspondent à une ou, le plus souvent, à deux couronnes définies comme précédemment.

Si l'on prend pour termes génériques, les termes suivants :

PHOS pour Phoswitch
 CHIO Chambre d'Ionisation
 SI Silicium
 CSI Scintillateurs à Iodure
 de Césium,

la numérotation des " couronnes de Chambres d'Ionisation " se fera en prenant les chiffres des couronnes de CsI correspondant:

par exemple, les chambres d'ionisation associée aux CsI des couronnes 4 et 5 s'appelleront CHIO_45

si par contre à la couronne de Chambre d'Ionisation ne correspond qu'une couronne de CsI, un seul chiffre est pris en compte ex: CHIO_13`

Il faut également déterminer, suivant les angles ϕ , la position des différents détecteurs. Considérons ceux-ci vus avec le "faisceau dans le dos"; c'est-à-dire le regard ayant même sens et direction que l'axe \vec{Oz} de la figure 9 p.26 (chapitre II). Pour les phoswichs, la numérotation est prise de 1 à 12, exactement comme sur le cadran d'une horloge (figure AI.1). Les chambres d'ionisation des couronnes 2-3 à 12 suivent le même principe de numérotation (figure AI.2). Quant à celles des couronnes 13 à 16-17, elles vont de façon identique de 1 à 8 (figure AI.3). En ce qui concerne les CsI et les Silicium, nous avons une numérotation en θ de 2 à 17 et une localisation en ϕ fourni par les chambres d'ionisation. Cependant, dans cette zone en ϕ , il y a de 1 à 3 détecteurs (Silicium ou CsI) qui devront donc être distingués par un sous numéro (figures AI.4 à AI.10)

En résumé :

Les Chambres d'Ionisation et les Phoswich seront numérotés ainsi :

Type_N°Couronne_N°Chambre d'Ionisation

Les CsI et les Silicium de la façon suivante :

Type_N°Couronne_N°Chambre d'Ionisation_Sous-Numéro

Illustrons cette numérotation sur quelques exemples :

(chacun d'entre eux a sa représentation en grisé sur la figure correspondante donnée entre parenthèse)

PHOS 1-4 (figure AI.1)

CHIO_23_7 (figure AI.2)

CHIO_13_6 (figure AI.3)

SI_3_1_2 (figure AI.4)

SI_10_5_2 (figure AI.6)

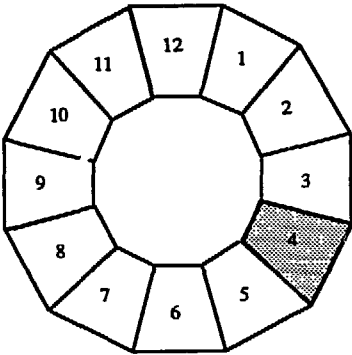


Figure A1.1: Phoswich (Couronne 1)

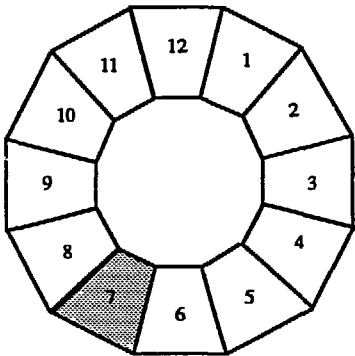


Figure A1.2: Chambre d'ionisation de la couronne 2-3
(identique pour les couronnes 4-5, 6-7, 8-9, 10-11 et 12)

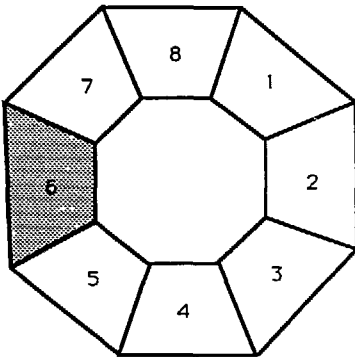
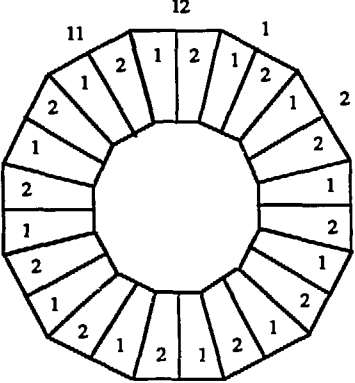
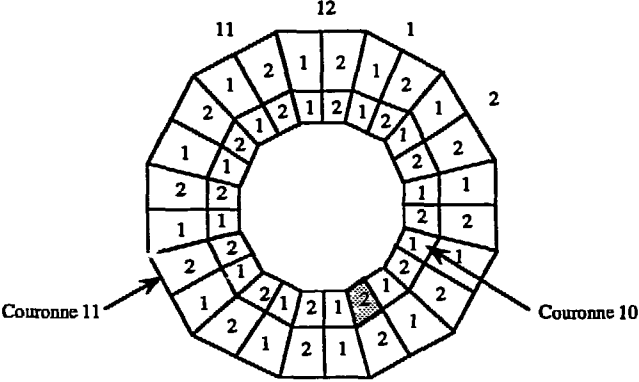
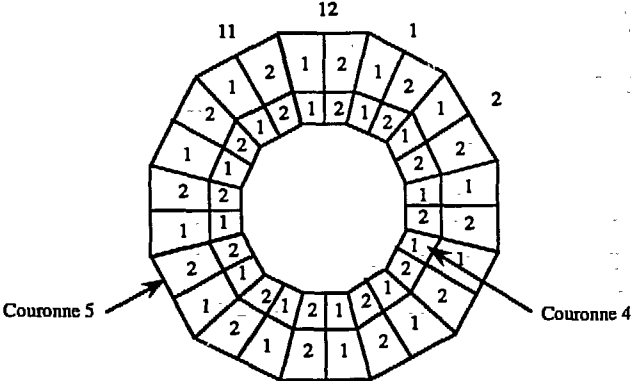
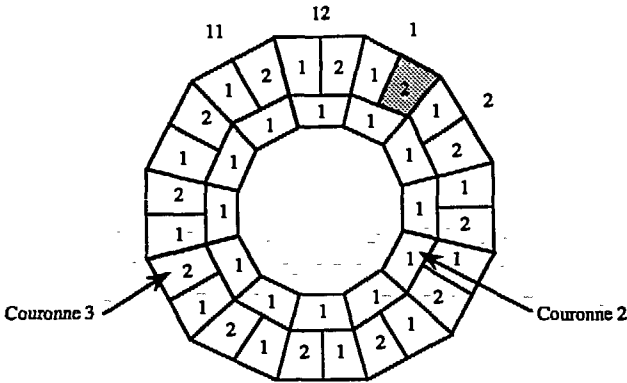


Figure A1.3: Chambre d'ionisation de la couronne 13
(identique pour les couronnes 14-15, 16-17)



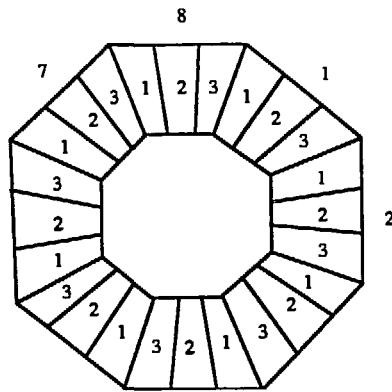


Figure A1.8 : CsI Couronne 13

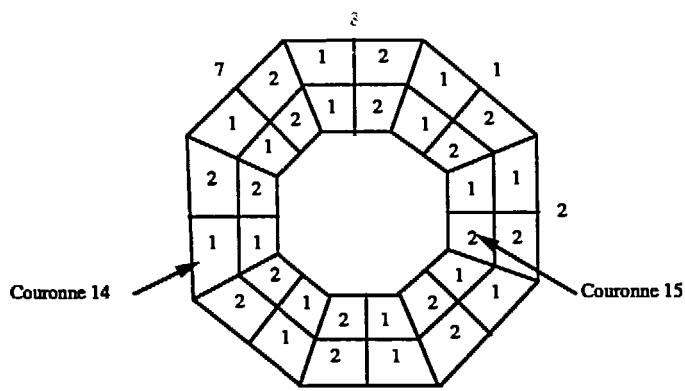


Figure A1.9 : CsI couronne 14,15

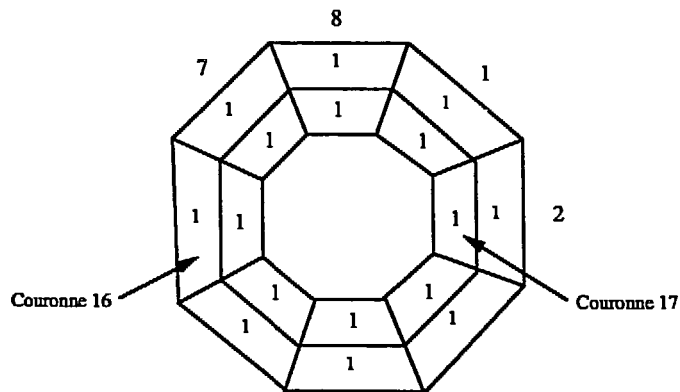


Figure A1.10 : CsI Couronne 16,17

ANNEXE II

Détails du fonctionnement du programme INDRA2

Le multidétecteur INDRA présente une symétrie de révolution cylindrique. Une décomposition en valeurs maximales et minimales de θ permet de définir des couronnes. Au sein de ces couronnes, chaque cellule est, elle aussi, définie par des valeurs maximales et minimales de l'angle ϕ . En raison de la symétrie de révolution que possède INDRA, il est plus efficace de "construire" ce dernier, pour θ variant de 0° à 180° et ϕ variant de 0° à $\Delta\phi$. Pour une particule émise sous des angles θ et ϕ donnés, le "bon" détecteur sera obtenu en effectuant un modulo $\Delta\phi$. On cherchera d'abord à déterminer θ dans une "tranche" comprise entre 0° et $\Delta\phi$ (cette notion de tranche est reprise au § A.II). Une fois θ trouvé, il ne reste plus qu'à déterminer l'indice J (situant le détecteur dans la couronne) en analysant l'angle ϕ de la particule. En regard des calculs introduits à chaque événement et qui ne sanctionnent pas de façon sensible la vitesse d'exécution du programme, le gain de place en mémoire ainsi obtenu est particulièrement intéressant. Il est aussi très important de ne "construire" INDRA (c'est-à-dire d'appeler la routine "*GEOM*") que lors de la prise en compte du premier événement, de façon à minimiser le temps de traitement.

A.II.1 Principe adopté pour la "construction" d'INDRA et la localisation du détecteur touché

La manière la plus simple de "construire" INDRA est, nous l'avons vu dans le chapitre I, de partir des chambres d'ionisation comme structure de base.

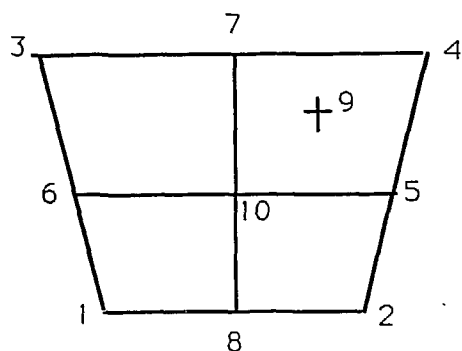
Vu du centre de la cible (repère du laboratoire), celles-ci peuvent être définies, pour une couronne donnée, par une surface d'entrée (face avant du détecteur) et une épaisseur (ce deuxième paramètre n'est utilisé que dans le calcul de pertes d'énergie). Pour chaque détecteur la face d'entrée est définie par 4 points (A, B, C, D) se trouvant sur une sphère commune. Le rayon de cette sphère dépend de la couronne considérée (Cf chapitre. I, §I.3, tableau 1). A partir de ces points on peut alors définir les bords du détecteur par des segments de droite.

En ce qui concerne les CsI et les Silicium, il convient de décomposer les cellules ainsi constituées en sous-cellules dont le nombre varie de 2 à 4. Il faut donc faire intervenir un maximum de 4 points supplémentaires. On constate qu'à l'exception de la couronne I=8, on peut toujours se ramener à ce cas (Cf figure.A1) permettant ainsi de généraliser les calculs.

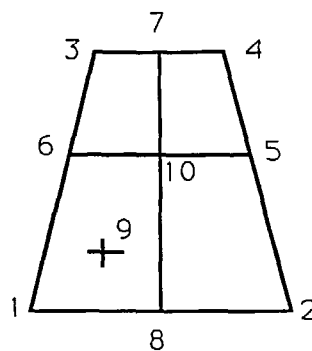
Ces surfaces étant précisées, il est nécessaire de trouver celle par laquelle la particule incidente vient traverser INDRA. Quant à savoir si la particule traversera plusieurs surfaces

Cas général

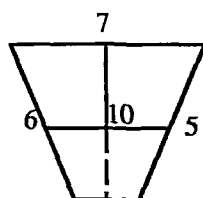
$$\theta \leq 88^\circ \quad I \leq 7$$



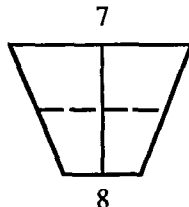
$$\theta \geq 92^\circ \quad I = 9$$

Cas particuliers se ramenant au cas general

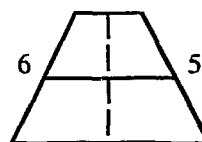
$$I = 2$$



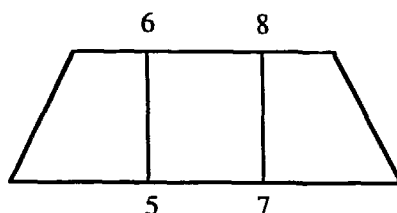
$$I = 7$$



$$I = 10$$

Cas particulier ne pouvant être ramené au cas général

$$I = 8$$



Les chiffres compris entre 1 et 4 sont ceux correspondant à la surface d'entrée d'une cellule de détection pour une couronne définie sur la base des chambre à ionisation.

Les chiffres compris entre 5 et 8 sont les chiffres supplémentaires destinés à définir les plages de Silicium ou les CsI au sein d'un bloc de 4

Le chiffre 9 correspond au point d'impact entre la trajectoire incidente et la surface du détecteur

Le chiffre 10 est l'isobarycentre de cette surface

FIGURE A1
FACES D'ENTREE DES DETECTEURS ET LEURS POINTS
CONSTITUTIFS

(par exemple Chambre d'ionisation, Silicium puis CsI) cela est du ressort du programme de calcul de perte d'énergie appelé par *ELOSS* et chargé de donner l'indice K. Nous nous intéressons ici à la localisation d'une "surface d'entrée" correspondant à la géométrie des chambres d'ionisation.

Une telle surface délimitée par 4 points est définies par les angles θ_{\min} , θ_{\max} , ϕ_{\min} et ϕ_{\max} . La direction de la particule est donnée par les angles θ_{Frag} et ϕ_{Frag} . Il suffit de trouver les valeurs θ_{\min} et θ_{\max} , ϕ_{\min} et ϕ_{\max} encadrant respectivement θ_{Frag} et ϕ_{Frag} pour localiser la face d'entrée et obtenir les indices I et J qui sont en fait les numéros d'ordre de ces encadrements.

En ce qui concerne les plages de Silicium ou les blocs de 4 CsI, les valeurs des angles θ et ϕ limites n'ont pas été mémorisées. Aussi pour déterminer l'indice N a-t-on recours à la routine *DISCAL* dont le rôle est de calculer la distance du point d'impact de la particule dans cette surface, vis à vis de ses bords pour lesquels une épaisseur peut être spécifiée. Pour effectuer ce calcul précis, on procède à un changement de repère permettant de passer de celui du laboratoire à 3 dimensions, à un repère à 2 dimensions lié au plan du détecteur dans lequel le calcul des distances est plus aisé. Il est à noter que la routine *DISCAL* détermine aussi les angles moyens $\bar{\theta}$ et $\bar{\phi}$ du détecteur sélectionné.

Enfin, ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer au chapitre II § II.2.1, pour chaque détecteur (Si, Chio, Si (Li), et CsI) nous pouvons définir une épaisseur de chacun des bords de la face d'entrée de ce dernier. Si la particule pénètre dans cette zone elle est immédiatement stoppée pour simuler son absorption. Ceci est alors indiqué par une valeur spéciale de l'indice N (comme cela est détaillé dans le tableau 3 du chapitre II). Ainsi à la première "paroi" rencontrée, la particule est signalée comme perdue et la routine *DECDT* donnera les indices I, J, K du détecteur dans lequel ceci s'est produit.

A.II.2 Remarques sur quelques difficultés introduites par les considérations précédentes

A.II.2.1 Choix du "bon" détecteur

La détermination des "bons" encadrements ($\theta_{\min}, \theta_{\max}$) et (ϕ_{\min}, ϕ_{\max}) de θ et ϕ n'est pas, en toute rigueur, aussi simple que nous l'avons laissé supposer précédemment.

Pour simplifier le raisonnement, supposons que nous ayons cherché à conserver la structure sphérique initiale pour la construction d'INDRA (Cf chapitre. I, §I.2). La réalisation d'INDRA aurait donc, dans un premier temps, consisté à paver une sphère de surfaces trapézoïdales.

EXEMPLE DE PAVAGE EN θ ET EN ϕ

(Le pavage proprement dit est figuré en pointillé)

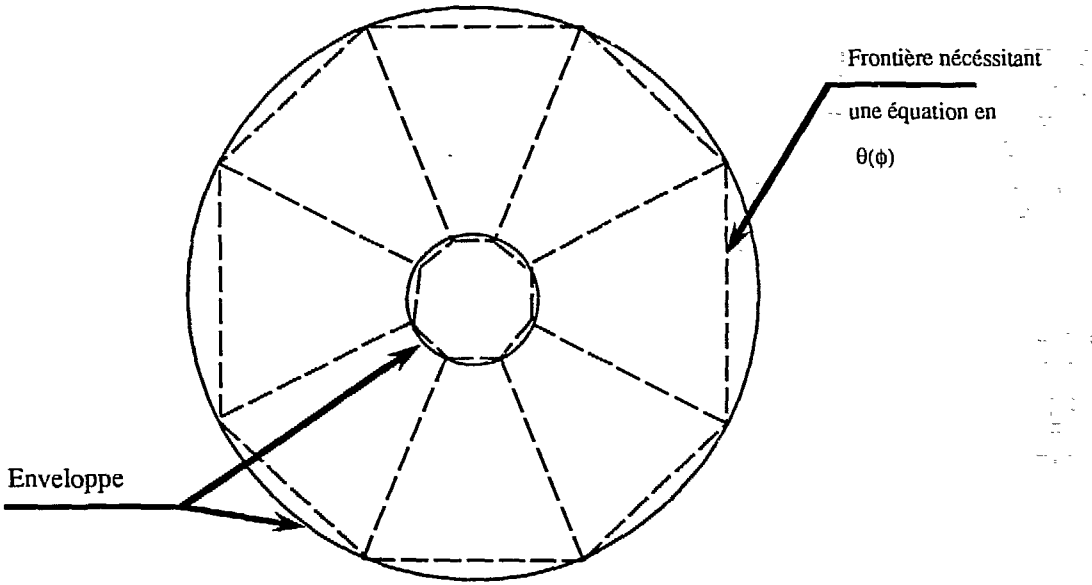


Fig A2. Pavage en ϕ pour θ appartenant à $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$

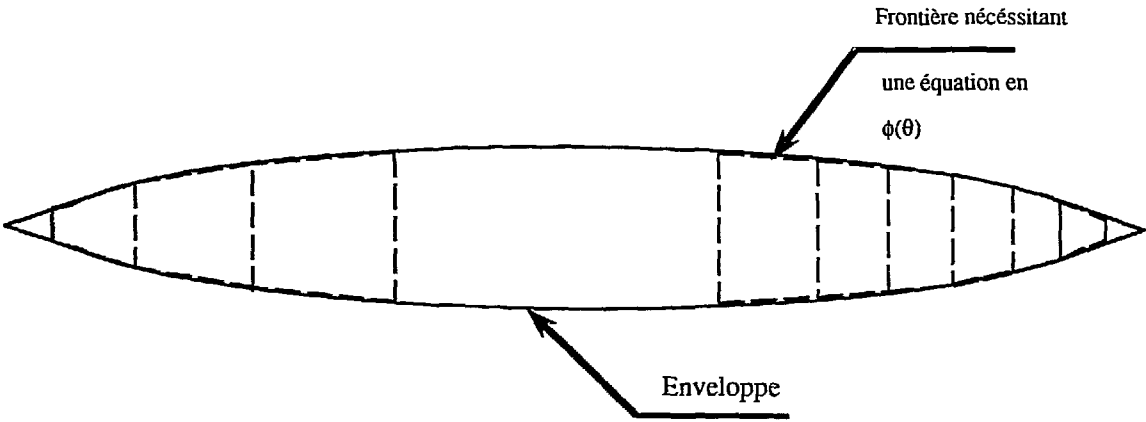


Fig A3. Pavage en θ pour ϕ appartenant à $(\phi_{\min}, \phi_{\max})$

Pour θ appartenant à $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$ et ϕ appartenant à $(0, 2\pi)$, on obtient la réalisation de la figure A2. Mais en fait, en travaillant avec les coordonnées θ et ϕ , nous travaillons à l'intérieur d'une surface plus grande que celle du pavage physique et qui est délimitée par une "enveloppe" représentée ici par l'union de deux cercles concentriques.

Pour ϕ appartenant à $(\phi_{\min}, \phi_{\max})$ et θ appartenant à $(0, \pi)$, le problème est identique (l'enveloppe est alors plus complexe que précédemment) : c'est la "tranche" à laquelle on se limite dans la "construction" d'INDRA avec $\phi_{\min}=0^\circ$ et $\phi_{\max}=\Delta f$ (fig A3).

On constate, dans un cas comme dans l'autre, qu'à la frontière entre "l'enveloppe" et la surface réelle, on risque de s'imposer une borne en θ ou en ϕ qui ne corresponde pas à la réalité physique (c'est-à-dire qui nous fasse choisir un "mauvais" détecteur). Il faudrait en toute rigueur connaître les équations $\theta(\phi)$ et $\phi(\theta)$ de ces frontières et déterminer les encadrements corrects en faisant converger leurs solutions. Ceci, bien entendu, entraînerait trop de calculs et un ralentissement dans l'exécution du programme qui pourrait être considérable.

Fort heureusement lors de la conception du multidétecteur, c'est l'enveloppe de la figure A3 qui a servi de base au pavage d'INDRA. Cette enveloppe ayant une courbure beaucoup plus faible que n'importe quel cercle issu de la sphère d'origine, une décomposition en θ de cette surface donne des "frontières en ϕ " qui sont très proches de l'enveloppe. L'erreur en ϕ étant donc très faible, l'équation $\phi(\theta)$ de ces frontières n'est plus nécessaire. Si nous avions considéré un pavage du style "ballon de football" nous n'aurions pu éviter ce problème.

En résumé, la démarche employée est finalement de choisir $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$ et $(\phi_{\min}, \phi_{\max})$ directement comme indiqué au paragraphe A.I, puis de corriger θ_{\max} en cherchant celui-ci à partir de l'équation $\theta(\phi)$ de la frontière du détecteur et contrôler par l'égalité des 2 valeurs de θ_{\max} que le détecteur trouvé est le bon.

A.II.2.2 Angles θ et ϕ moyens . Isobarycentre d'une surface

La technique utilisée pour calculer les angles moyens, sous lesquels la particule incidente "voit" le détecteur qu'elle va pénétrer, consiste à calculer l'isobarycentre de la face d'entrée de ce détecteur. Une fois ce point connu, il ne reste plus qu'à extraire de ses coordonnées cartésiennes, les angles θ et ϕ qui le définissent et qui sont en fait les angles moyens recherchés.

Par ailleurs, l'établissement d'un repère lié à la face avant d'un détecteur nécessite de connaître l'équation du plan contenant cette surface. Pour ce faire, nous calculons, entre autres, la normale à cette surface et passant par le centre de la cible. L'intersection de cette

normale et de la surface nous donne un point, qui, pour les chambres à ionisation, peut être confondu avec l'isobarycentre évoqué ci-dessus.

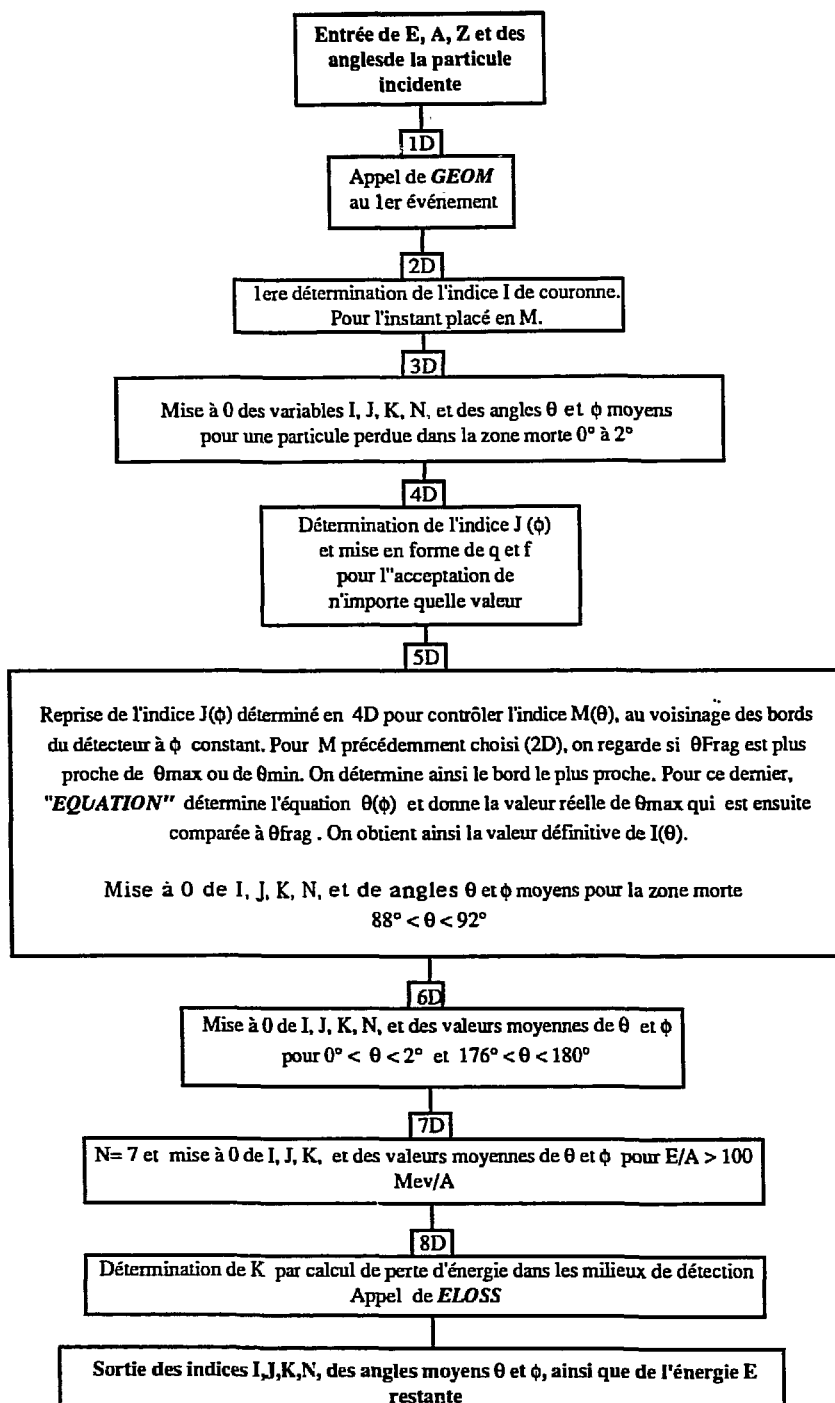
Il faut cependant remarquer que, dans le cas du Silicium ou des CsI, les points supplémentaires, nécessaires à leur construction, ne se situent pas sur la sphère contenant les points A, B, C et D représentant les sommets du trapèze que constitue la face d'entrée du détecteur (en effet, ils sont placés sur les segments AB, BC, CD et DA). Aussi faudra-t-il, lors du calcul des angles moyens de chaque détecteur élémentaire, veiller à distinguer l'isobarycentre des points le délimitant, du point intersection de la face d'entrée du détecteur et de la normale à cette surface passant par le centre de la cible.

A.II.3 Algorithmes des deux routines principales du fichier INDRA2 : *DECDET* et *GEOM* .

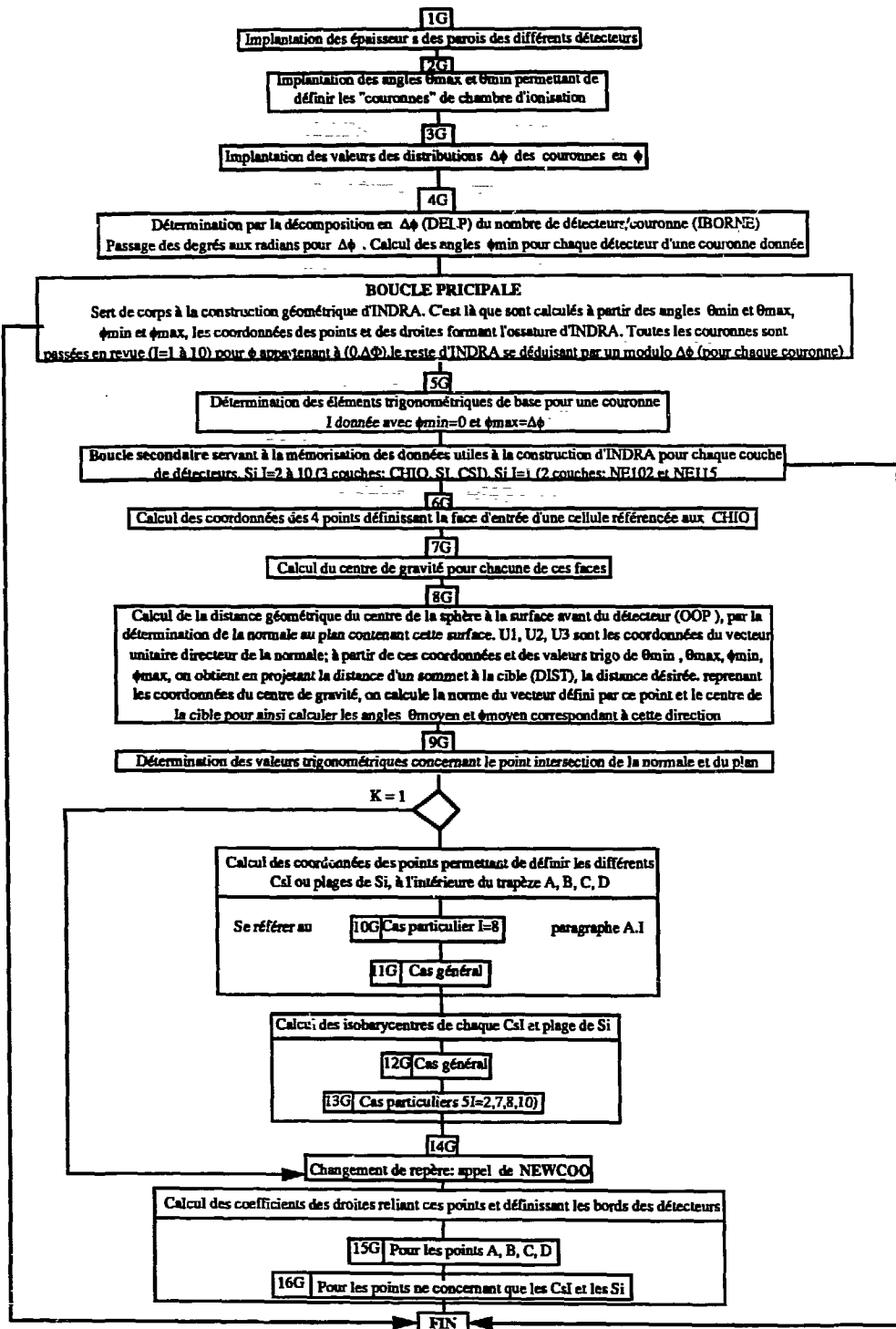
Leur utilité et leur situation au sein du fichier **INDRA2** ont été énoncés au chapitre III. Les pages qui suivent permettent d'apprécier, sous forme algorithmique, la succession des opérations présentées en A.II.1 et A.II.2. Chacune de ces opérations possède au sein de l'algorithme un numéro permettant au lecteur de voir leur traduction en langage informatique en se référant aux encadrés correspondant et donnés en commentaire dans le listing du programme.

Les routines *DISCAL*, *EQUATION*, *IMPACT*, *NEWCOO* et *ANGLE* ne seront pas détaillées dans leur fonctionnement, compte tenu de leur simplicité. Pour un rappel de leur utilité il suffira de se référer à nouveau au chapitre II. Par contre, un organigramme très sommaire de la routine *ELOSS* est présenté, permettant ainsi de localiser dans cette routine l'appel des routines suivantes : *IMPACT*, *NEWCOO* et *DISCAL*.

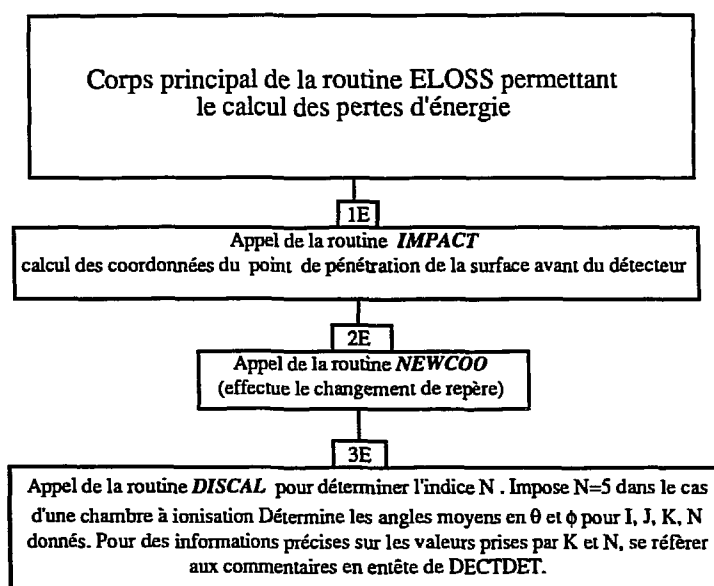
Structure de DECTDET



Structure de GEOM



Structure de ELOSS



ANNEXE III

Rappels sur la modélisation du bruit dans une chaîne électronique

A.III.1 Sources de bruit.

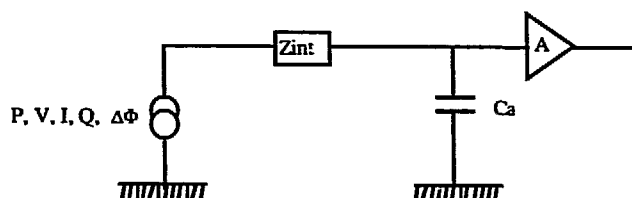
Le bruit fondamental se présente sous deux aspects :

- _ le bruit dû aux fluctuations thermodynamiques dans tout élément dissipatif (résistances physiques, les pertes diélectriques et magnétiques), et appelé bruit **Johnson**
- _ le bruit dû aux fluctuations statistiques du nombre de porteurs de charge qui traverse une jonction PN (ou cathode - vide), appelé bruit **Schottky** (ou encore bruit de grenaille).

On supposera que tout autre bruit, tel que le bruit parasite (ronflement du secteur ou d'une alimentation, les fils mal blindés, etc...), ou tel que le bruit excès (dû à un courant qui traverse une résistance composée, à la migration lente d'électrons dans les isolants ou d'ions sur la surface des semi-conducteurs (scintillement)), a été atténué de façon considérable par rapport au bruit fondamental.

Les dispositifs supraconducteurs et les amplificateurs magnétiques mis à part, tout élément amplificateur (tube à vide, transistor bipolaire ou à effet de champ) peut être considéré comme une source de courant commandée par une tension ou encore une quantité de charge sur sa capacité d'entrée. Les paramètres à considérer sont donc le bruit, la capacité d'entrée et la transconductance (g_m) de l'amplificateur. Il sera cependant fait abstraction de ce dernier paramètre afin d'éviter d'entrer dans des détails trop liés à la conception même de celui-ci, notre but étant d'effectuer une analyse qualitative "vue de l'extérieur" et non pas "vue de l'intérieur".

Considérons une source de signal quelconque (puissance, tension, courant, charge) associée à son impédance interne Z_{int} . Faisons-la débiter sur l'amplificateur :



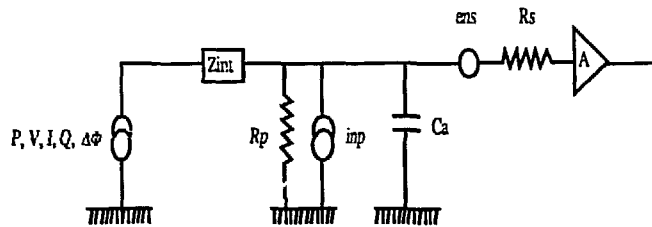
C_a : capacité d'entrée de l'amplificateur

On peut alors modéliser trois types de bruit :

_ le bruit de la source : dû à la partie réelle de Z_{int} (résistance physique, résistance de radiation, pertes diélectriques ou magnétiques). Ce bruit ne peut pas, à priori être distingué du signal. Nous ne le représenterons donc pas sur le schéma suivant.

_ le bruit série : est le bruit se trouvant en série avec la source et l'amplificateur considéré comme idéal. Il est représenté par la tension de bruit e_{ns} ou par une résistance équivalente R_s . Son amplitude est indépendante de Z_{int} .

_ le bruit parallèle : dû par exemple à toute résistance d'adaptation ou de polarisation, branchée en parallèle avec la source. Il est généralement représenté par un courant i_{np} , ou par une résistance équivalente R_p . Mais la propriété principale de R_p est que l'amplitude et le spectre en fréquence du bruit qu'elle génère dépendent de Z_{int} .



Cette représentation en bruit parallèle et bruit série ne permet pas de distinguer les différents types de bruit fondamentaux (Johnson, Schottky, etc...). Elle a son utilité essentielle dans le distinguo qu'elle autorise au niveau du comportement fréquentiel du bruit global (24).

A.III.2 Bande équivalente de bruit.- facteur de filtrage

Considérons une source de bruit quelconque e_n , placée à l'entrée d'un filtre de fonction de transfert H :

Si e_n est la densité spectrale de bruit (unité : V/\sqrt{Hz}), et si $H(j\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction de transfert H , alors la valeur quadratique moyenne de bruit en sortie de l'étage de filtrage sera :

$$\overline{s_n^2} = \int_0^\infty e_n^2(f) |H(j\omega)|^2 df$$

$|H(j\omega)|$ est la norme de la fonction complexe $H(j\omega)$

On définit pour un filtre ainsi donné la bande équivalente de bruit B_b de la façon suivante :

$$B_b = \frac{1}{H_0^2} \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df \quad (\text{unité : Hz})$$

où H_0 est l'amplitude maximum de la réponse du filtre à l'échelon unité (fonction de Heaviside)

Si le bruit est un bruit blanc (c'est-à-dire que sa densité spectrale est indépendante de la fréquence), alors e_n^2 devient une constante pour l'intégration et la valeur quadratique moyenne de bruit en sortie devient :

$$\overline{s_n^2} = e_n^2 \frac{1}{H_0^2} \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df$$

La tension de bruit est la même que si ce dernier avait été amplifié par un filtre idéal de gain H_0 et de bande passante B_b . Aussi la valeur quadratique moyenne de bruit e à l'entrée du filtre s'écrira-t-elle ainsi :

$$\overline{e_{nT}^2} = e_n^2 \int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df$$

soit encore si l'on fait intervenir l'expression de la bande équivalente de bruit :

$$\overline{e_{nT}^2} = e_n^2 B_b \quad (\text{unité : V}^2)$$

En fait les valeurs quadratiques moyennes de bruit données pour les amplificateurs en physique nucléaire, intègrent généralement le gain de l'étage d'amplification et celui de l'étage de filtrage⁽²⁶⁾. Aussi, afin d'éviter des confusions que la considération de ses différents gains pourrait entraîner, ne tiendrons-nous compte, dans la bande équivalente de bruit, que de l'élément majeur de cette dernière :

$$\int_0^\infty |H(j\omega)|^2 df$$

élément que nous appellerons désormais "facteur de filtrage "

A.III.3 Conversion des unites.

Soit $E(t)$ la "fonction de bruit" décrivant les variations au cours du temps de la f.é.m d'une source de bruit. S'il est impossible de prédire la valeur que prendra la fonction $E(t)$ à un instant futur, on peut cependant évaluer la probabilité pour qu'elle ait, à cet instant, une valeur E_n avec une erreur égale à dE_n .

Soit $P(E_n)dE_n$ cette probabilité. $P(E_n)$ est indépendante du temps et est appelée "densité de probabilité". La loi décrivant $P(E_n)$ est une gaussienne d'équation⁽²⁵⁾ :

$$P(E_n) = \frac{1}{h\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{E_n^2}{2h^2}}$$

où h^2 est la moyenne dans le temps de $E^2(t)$.

Le carré de l'écart type pour une telle distribution sera tel que :

$$\sigma^2 = \overline{E^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} E_n^2 P(E_n) dE_n$$

Or la "densité spectrale" $e_n(f)$ de bruit peut être définie par la relation suivante⁽²⁷⁾ :

$$e_n(f) = \frac{d\overline{E^2}}{df} = \frac{d\sigma^2}{df}(f)$$

ainsi la valeur quadratique moyenne de bruit est-elle l'expression d'un écart type au carré :

$$s_n^2 = \int_0^\infty \frac{d\sigma^2}{df} |H(j\omega)|^2 df = \sigma_1^2$$

Si Γ est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne, on démontre aisément que :

$$\Gamma = 2\sqrt{2\ln(2)} \sigma \quad \text{soit encore :} \quad \Gamma = 2,35 \sigma \quad (1)$$

Dans les mesures, on utilise soit directement σ avec l'indication R.M.S. (Root Mean Square), soit Γ , largeur à mi-hauteur de la distribution supposée gaussienne avec l'indication FWHM (Full Width at Half Maximum). L'expression du bruit est donnée, suivant les utilisations, dans différentes unités:

. électronique : tension exprimée en Volt (mV ou μ V) RMS

. physique nucléaire : en unité d'énergie exprimée en eV (KeV ou MeV) FWHM.

Quant aux préamplificateurs de charge, l'expression la plus courante est l'électron RMS ramené à l'entrée, c'est-à-dire une quantité de charges.

La connaissance de la sensibilité du préamplificateur (exprimée en mV/MeV) et celle de l'énergie nécessaire pour libérer une paire électron/trou dans le Silicium (3,6 eV) permettent de changer d'unité et de mode d'expression du bruit.

Références

- 1) Nuclear Physics at GANIL, a compilation (Jan 1983 - Dec 1988),
GANIL, 1989.
- 2) Formation and decay of hot nuclei : the experimental situation,
D. Guerreau in Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions,
edited by M. Soyeur, H. Flocard, B. Tamain and M. Porneuf,
Plenum publishing corporation, 1989, p.187.
- 3) Birth, Life and Death of hot nuclei,
E. Suraud, B. Tamain, C. Grégoire, Prog. in Part. Nucl. Phys. 23 (1989) 357.
- 4) A guide to microscopic models for intermediate énergie heavy ion collisions,
G.F. Bertsch, and S. Das Gupta, Physics Reports 160 N°4 (March 1988) 189-233.
- 5) X. Campi, Physics Letters B 208 (1988) 351.
- 6) Multidétecteur de particules chargées, Avant-projet (Juin 1988),
Rapport GANIL R 88 02.
- 7) INDRA, un projet de détecteur 4π pour particules légères chargées et noyaux,
GANIL, Avril 1989 et actualisation, GANIL, Octobre 1989.
- 8) G.F. Knoll, Radiation detection and measurement,
New York, John Wiley, 1979.
- 9) W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Berlin, Springer - Verlag, 1987.
- 10) J. Alarja, A. Dauchy, A. Giomi, C. Morand, E. Pollaco, P. Stassi, R. Billerey,
B. Cheynis, D. Drain and C. Pastor,
Nucl. Instr. and Meth. A 242 (1986) 352.
- 11) AMPHORA Collaboration, D.Drain et al., Nucl. Instr.and Meth A281 (1989) 528.
- 12) GEANT User's Guide, CERN DD/EE/84-1.
- 13) J. C. Northcliffe and R. F. Schilling, Nuclear Data Tables 7 (1970) 133.

- 14) F. Hubert et al., Annales de physique 5 (1980) 1.
- 15) Berna et Cadour, Ecole Navale, promotion 84 - 86, non publié.
- 16) F. Auger et al., Phys. Rev. C, 35 (1987) 190.
- 17) J. Kemmer, Nucl. Instr. and Meth 226 (1984) 89.
- 18) J. Pouthas, Thèse de 3^e cycle, Paris Sud Orsay, 1974 (Appendice A).
- 19) M. O. Deighton, Nucl. Instr. and Meth 58 (1968) 201.
- 20) M. O. Deighton, Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 1.
- 21) Société LECROY, 1990 Research Instrumentation Catalog, page 67 (module 1885F, 15-BIT charge ADC).
- 22) F. Bourgeois, A. Corre, J. P. Marcelin, A. Meyrier and G. Schuler, IEE Trans. in Nuclear Scien. NS-34 (1987) 240.
- 23) G. Schuler, 96-channel fastbus charge integrating ADC rapport, CERN/EF/4102 H/GS/ED (1988).
- 24) VXI (VME Extensions for Instrumentation), Norme I.E.E.E. 1155 (en cours).
- 25) Référence 18, Appendice D et références associées.
- 26) H. Meyer, I.E.E.E. Trans. Nucl. Sci., NS 13 n°3 (1966) 180.
- 27) E. C. Finch, A. A. Cafolla and M. Asghar, Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 547.
- 28) W. Seibt, K. E. Sundström and P. A. Tove, Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 317.
- 29) C. Cavalleri, E. Gatti, G. Fabri and V. Svelto, Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 137.

- 30) A. Alberigi Quaranta, G. Casadei, M. Martini, G. Ottaviani and G. Zanarini,
Nucl. Instr. and Meth. 35 (1965) 93.
- 31) P. A. Tove and K. Falk, Nucl. Instr. and Meth. 12 (1961) 287.
- 32) F. Z. Henari, E. C. Finch and C. F. G. Delaney,
Nucl. Instr. and Meth. 288 (1990) 439.
- 33) J. J. Samuelli, J. Pigneret et A. Sarazin,
Instrumentation électronique en physique nucléaire,
Paris, Masson (1968), p. 75.
- 34) V. Radeka, Low-noise techniques in detectors,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol 38 (1988) 217
et les références à la fin de cet article (p276-277).
- 35) P. Grivet, A. Blanquière, le bruit de fond
Paris, Masson (1958), p.304.
- 36) Référence 33, p. 108.
- 37) R. L. Chase, Ecole de Cargèse (Mai 1990).

Résumé

INDRA est un détecteur 4π de particules chargées (p,d,t, α) et de fragments (au moins $Z = 30$) ayant une excellente couverture spatiale ($> 80\%$). Il est composé d'un assemblage de 96 chambres d'ionisation, de 180 détecteurs au Silicium ($3^\circ < \theta < 45^\circ$), de 324 scintillateurs à Iodure de Césium et de 12 scintillateurs NE102/NE115 ($2^\circ < \theta < 3^\circ$) répartis sur 17 couronnes concentriques. Les seuils de détection sont faibles et la dynamique en énergie grande (minimum 1000).

INDRA a été simulé afin d'aider la réalisation technique, la préparation d'expériences et l'orientation du "dépouillement" en fonction des zones du multidétecteur les plus "sollicitées". Des matrices d'identification, "chambre d'ionisation - Silicium" et "Iodure de Césium - Silicium", construites à partir d'une physique simulée, en attestent.

La réalisation de la couronne 4-5 ($7^\circ < \theta < 14^\circ$) permet d'appréhender les problèmes majeurs qui se poseront lors de la construction des autres couronnes, avec notamment l'insertion mécanique du Silicium. L'étude de la chaîne d'électronique associée à ce dernier a montré la nécessité:

- de concevoir des amplificateurs spécifiques en raison du bruit électronique trop élevé dans les amplificateurs couramment utilisés
- de modifier certains critères de fabrication des détecteurs au Silicium (épaisseur de la métallisation coté N^+ , choix de fortes résistivités).

Abstract

INDRA is a 4π detector of charged particles (p,d,t, α) and fragments (at least $Z = 30$) with an excellent space coverage ($> 80\%$). It consists of an assembly of 96 ionization chambers, 180 Silicon detectors ($3^\circ < \theta < 45^\circ$), 324 caesium iodide scintillation detectors, and 12 NE102/NE115 scintillation detectors ($2^\circ < \theta < 3^\circ$) distributed on 17 concentric rings. The detection thresholds are low and the dynamic range in energy is large (minimum 1000).

A simulation of INDRA has been carried out in order to assist its technical realisation, the preparation of some experiments, and to guide the analysis of the experimental results according to the most frequently "demanded" areas of the multidetector. Specifically, identification matrices, both "ionization chamber - silicon" and "caesium iodide - silicon", have been simulated to investigate these factors.

The construction of the ring 4-5 ($7^\circ < \theta < 14^\circ$) defines and suggests solutions for the major problems that will be encountered during the construction of the other rings, especially with the mechanical mounting of the silicon detectors. In addition, the study of the electronics associated with the silicon detectors has shown the necessity:

- to devise specific amplifiers, on account of the excessive electronic noise of the amplifiers usually used.
- to modify the manufacturing criteria of some of the silicon detectors manufacturing criterium (the metallization thickness on the side N^+ , the choice of high resistivities).

MOTS - CLES

Multidétecteur	Simulation	Détecteur Silicium
Chambre d'ionisation	Pertes d'énergie	Bruit électronique
Iodure de Césium	Réaction nucléaire	
	Matrice d'identification	
Physique Nucléaire, Ions Lourds		